

République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Saad Dahleb Blida 1



Faculté des sciences
Département de physique

Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : **Physique Appliquée**

Thème :

**Méthode analytique et algorithme Monte Carlo pour le
calcul de l'efficacité d'un détecteur scintillateur NaI (TI)**

Présenté par :

***M^{elle}* BOUTHELDJA FATIMA**

Soutenu le 15 / 10 / 2020 devant le jury composé de :

<i>M^{me}</i> Bouamra Faiza	MCA de l'USDB 1	Président
<i>M^S</i> Bounemia louiza	Chercheur principale/CRNA	Examinatrice
<i>M^S</i> Boukeffoussa khelifa	Chercheur confirmé /CRNA	Encadreur

Blida 1-2019/2020-

Dédicace

*Avant tout je remercie Dieu le tout puissant, qui m'a
donné la force et la volonté pour pouvoir accomplir ce
travail.*

** je tiens ici à exprimer mes sincères remerciements et
sentiments les plus chaleureux :*

** à ma mère, la lumière de mes yeux.*

** à mon père, ma vie*

** Et mes chères sœurs fati Sabrina Aya et Hiba*

**Daoud*

**mes amis.*

** En dernier, j'offre ce mémoire à toute ma famille : grand
et petit.*

** A tous les lecteurs de mon mémoire.*

Remerciements

Avant tout, El hamdou Li « Allah » qui m'a aidé à réaliser ce travail.

Allah qui m'a donné la force, la volonté et le moral pour accomplir mon étude en

Master physique appliquée

Je remercie mon encadreur Monsieur Boukeffoussa khelifa, chercheur dans le centre de recherche nucléaire ALGER, pour m'avoir suivi durant mon travail de mémoire, pour ses conseils précieux et la compétence de son encadrement.

Je remercie aussi madame Baba Ahmed, L cheffe d'option

L'honneur de participer à l'évaluation de ce travail.

Et enfin, mes remerciements vont également à tous les enseignants de mon département et aux étudiants de ma promo (2020), qui m'ont aidé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

ملخص: تعتبر كفاءة الكاشف عامل مهم لتحليلات قياس طيف جاما والأشعة السينية، ومع ذلك، هناك عدة طرق لتحديد هذه الكفاءة؛ لتعرف الطرق التحليلية وطرق مونت كارلو وطرق برامج المحاكاة. في هذا العمل، اخترنا ثلاث طرق مختلفة لحساب هذه الكمية المادية، وهي؛ الطريقة التحليلية باستخدام التكاملات وطريقة نوع مونت كارلو وطريقة المحاكاة بواسطة برنامج MNCP (جزيئات مونت كارلو N). النتائج التي تم الحصول عليها بواسطة كل من طرق الحساب هذه تؤدي إلى نفس القيم في حدود أخطاء الحساب.

Résumé : L'efficacité du détecteur est un paramètre important pour les analyses de spectrométrie des rayons gammas et des rayons X. il existe plusieurs méthodes pour la détermination de cette efficacité ; à savoir ; les méthodes analytique, les méthodes de Monte Carlo, ainsi que les méthodes par les codes de simulation.

Dans ce travail, nous avons choisi trois différentes manières pour calculer cette grandeur physique, à savoir ; la méthode analytique en utilisant les intégrales, méthode de type Monte Carlo, et la méthode de simulation par code MCNP (Monte Carlo N- particules). Les résultats obtenus par chacune de ces méthodes de calcul conduisent aux mêmes valeurs dans la limite des limites des erreurs de calcul.

Abstract : Detector efficiency is an important parameter for gamma and x-ray spectrometry analyzes. However, there are several methods for determining this efficiency; to know ; analytical methods, Monte Carlo methods, as well as methods by simulation codes. In this work, we have chosen three different ways to calculate this physical quantity, namely; the analytical method using integrals, Monte Carlo type method, and the simulation method by MNCP code (Monte Carlo N-particles). The results obtained by each of these calculation methods lead to the same values within the limit of calculation errors.

SOMMAIRE

Introduction générale	1
-----------------------------	---

Chapitre I

I.1 Interaction photon- matière.....	2
I.1.1 Processus d'interaction.....	2
Effet photoélectrique.....	2
Effet Compton.....	2
Effet de création de paires.....	3
I.1.2 Section efficace d'interactions.....	4
Section efficace Compton.....	5
I.1.3 Coefficient d'atténuation d'un faisceau de photon.....	7
I.2 principe détection spectroscopie gamma (scintillation).....	9
I.2.1 Différents types de milieux scintillants.....	9
I.2.2 Scintillateur l'iodure de sodium.....	10
I.2.3 tube photomultiplicateur.....	10

Chapitre II

II.1 Historique.....	13
II.2 Principe généraux de code MCNP.....	13
II.3 Code MCNP.....	14
II.3.1 fichier d'entrée.....	14
II.3.2 cellules.....	14
II.3.3 surface.....	15
II.3.4 donnée physique.....	15
II.3.4.1 source.....	15
II.3.4.2 tallies.....	17
II.3.4.3 section efficace.....	17
II.3.4.4 matériaux.....	17
II.3.4.5 réduction de la variance.....	17

Chapitre III

III.1	Définitions.....	18
III.2	Mesure expérimental de l'efficacité d'un scintillateur NaI(TL).....	19
III.3	Evaluation théorique de l'efficacité d'un scintillateur NaI (TI).....	19
III.3.1	calcul analytique de l'efficacité intrinsèque totale pour une source ponctuelle.....	20
III.3.2	calcul Monte Carlo de l'efficacité d'un scintillateur NaI (TL).....	22
III.3.2.1	calcul de l'efficacité par la méthode Monte Carlo.....	22
III.3.2.1.1	source ponctuelle.....	23
III.3.2.1.2	source disque.....	25
III.3.2.2	calcul de l'efficacité absolue total d'un scintillateur NaI(TL) à l'aide de code MCNP5.....	29
	Conclusion.....	33
	Annexes.....	34
	Bibliographie.....	37

Table des figures

I_1	Processus d'effet photoélectrique.....	2
I_2	Processus de diffusion Compton.....	3
I_3	Domaines des sections efficaces d'interaction des photons avec la matière sur plan E_γ et Z	6
I_4	Distribution de section efficace Klein-Nishina en fonction de l'énergie des photons dans l'eau.....	6
I_5	Section efficace total de la diffusion Compton.....	7
I_6	Coefficients d'atténuation massique en fonction de l'énergie des photons dans l'eau.....	8
I_7	Coefficients d'atténuation massique en fonction de l'énergie des photons dans le plomb.....	8
I_8	Niveaux d'énergie dans un cristal d'iodure de sodium active.....	10
I_9	Principe d'un tube photomultiplicateur.....	12
III_1	Configuration géométrique d'un scintillateur NaI (Tl) et d'une source ponctuelle isotrope placée sur son axe de symétrie.....	21
III_2	Calcul analytique de l'efficacité intrinsèque totale d'un cristal NaI(Tl) Pour une source ponctuelle placée à 10 cm de la face d'entrée du détecteur et sur son axe de symétrie.....	22
III_3	Efficacité intrinsèque totale du scintillateur NaI(Tl) pour une source point placée à 10 cm de sa face d'entrée et sur son axe de symétrie.....	24
III_4	configuration géométrique d'une source disque placée sur l'axe d'un détecteur cylindrique[10].....	27
III_5	L'efficacité intrinsèque totale d'un cristal NaI(Tl), pour une source ponctuelle et une source disque de rayon $R_s= 3.81\text{cm}$, calculée par la méthode de Yalcin [10]. La distance source détecteur est de 10cm.....	29
III_6	Distribution énergétique du taux de réactions calculé avec le code MCNP.....	31
III_7	Efficacité absolue totale obtenue par trois méthodes de calcul (analytique, Monte Carlo de Yalcin et MCNP5), pour une source ponctuelle placée sur l'axe du détecteur et à 10cm de sa fenêtre d'entrée.....	32

Liste des tableaux

II_1 carte des surfaces utilisées par MCNP.....	15
III-1 Efficacité absolue totale obtenue par trois méthodes de calcul (analytique de Jehouani, Monte Carlo de Yalcin et MCNP5).....	33

Introduction générale

La spectrométrie gamma, γ , est considérée comme une technique de mesure nucléaire couramment répandue permettant d'identifier et de quantifier les radionucléides émetteurs de gammas présents dans un échantillon quelconque. La détection de ces rayonnements est basée sur l'interaction de ces derniers avec la matière constituant le détecteur. Les détecteurs électroniques de type semi-conducteurs occupent une place importante en métrologie des rayonnements. Ils exploitent l'ionisation ou l'excitation atomique lors de l'interaction des photons avec la matière pour une analyse électronique de leurs énergies. Cependant, les critères de performance de ces détecteurs sont la résolution en énergie, la résolution spatiale, l'efficacité de détection et son uniformité sur la surface du détecteur, la fiabilité et la stabilité dans le temps.

Comme l'efficacité de détection est un paramètre très important qui offre un outil de performant pour la détection des photons, sa détermination rend la technique plus sensible et précise. Il est nécessaire alors de faire un étalonnage en efficacité du spectromètre. Cette dernière dépend de plusieurs paramètres qui peuvent être déterminés soit par méthode empirique, soit par un calcul analytique, soit par simulation ou par la combinaison de ces méthodes. En règle générale, la réponse est déterminée expérimentalement en utilisant plusieurs étalons d'activité connue, d'énergie croissantes, et aussi semblables que possible à l'échantillon de point de vue géométrie et forme, mais pour des raisons pratiques (taille infini de la source, l'indisponibilité de l'étalon), nous ne pouvons le faire que pour certaines plages d'énergies, par contre, par la simulation nous le pouvons le faire facilement pour une large gamme d'énergie. Dans cette optique, une étude approfondie sur l'efficacité de détection en fonction des dimensions et de la composition de la source a été effectuée.

Dans ce travail, nous avons choisi trois différentes manières pour déterminer l'efficacité de détecteur de type scintillateur, à savoir ; la méthode analytique en utilisant les intégrales proposé par Jehouani [8], méthode de type Monte Carlo proposé par Yalcin [11], et la méthode de simulation par code MNCP5 (Monte Carlo N-particules).

Le présent manuscrit est articulé autour de trois chapitres, une introduction générale et une conclusion. Dans Le premier chapitre nous rappelons les bases théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes d'interaction des photons (rayon gamma) avec la matière et les principales grandeurs physiques d'interaction (section efficace et coefficient d'atténuation) ainsi que le principe de détection des rayonnements gamma par le scintillateur NaI (TL).

Ensuite, le deuxième chapitre, représente une description générale de la méthode de simulation Monte Carlo. L'accent sera mis sur le code mis en œuvre dans ce travail à savoir le code MCNP (Monte Carlo N - Particules) développé par le Laboratoire National de Los Alamos.

Et au troisième chapitre nous avons optimisé l'efficacité du détecteur NaI(Tl) disponible au laboratoire au Centre de recherche nucléaire Alger (CRNA) par le calcul analytique et par simulation par code MCNP5, pour une meilleure sensibilité d'analyse. Nous avons établi alors la courbe de l'efficacité absolue totale et la courbe de l'efficacité intrinsèque d'un détecteur NaI(Tl)

CHAPITRE I

Interaction photon-matière

I. 1 Interaction photon-matière

En étant donné que les photons sont neutres électriquement, ils ne subissent pas la force de Coulomb comme les particules chargées. Cependant, les photons sont les porteurs de la force électromagnétique et interagissent toute des même par l'intermédiaire. Lors de la traversée des milieux matériels quelconques, tout photon a une certaine probabilité d'interagir avec ce milieu. Cette interaction peut être classée selon :

- La nature de l'interaction : photon/électron ou photon /noyau.
- Le type de l'évènement produit : l'absorption, la diffusion ou la production de paires.

D'autres processus d'interaction d'un photon trois principaux processus électromagnétique : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la production des paires. Et l'autre Processus d'interaction moins importants, peuvent se produire, en L'occurrence la diffusion Rayleigh avec un électron lié, la diffusion Thomson avec un électron libre [1].

I.1.1 processus d'interaction

Effet photoélectrique

Au cours de ce processus, le photon interagit avec un électron du cortège électronique, il lui cède totalement son énergie E_γ et disparaît. L'électron cible quitte donc sa couche avec une énergie égale à l'énergie du photon diminuée de son énergie de liaison E_e . Après cet évènement, l'atome subit un réarrangement au cours duquel, soit un photon de fluorescence est émis, soit un électron est éjecté avec une énergie cinétique T_e . Cet effet ne se produit que si $E_\gamma \geq E_e$ (effet a seuil) la figure I-1.

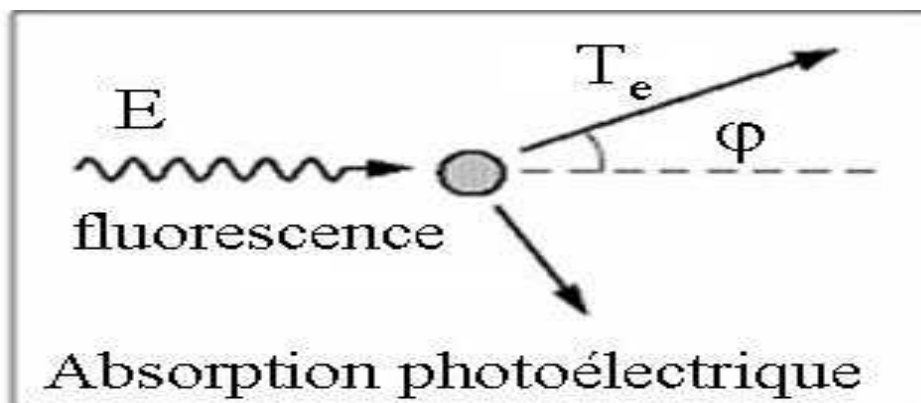


FIGURE I-1 : Processus d'effet photoélectrique.

Effet Compton

Cet effet représente un processus de diffusion élastique, le photon d'impulsion \vec{p}_1 et d'énergie $E_\gamma = \vec{p}_1 c$ interagit avec un électron d'énergie initial $m_0 c^2$ que l'on peut considérer comme libre et au repos, cet électron est lié à un atome, mais avec une énergie négligeable devant l'énergie du photon. Après la diffusion inélastique, le photon est diffusé selon l'angle θ d'impulsion \vec{p}_2 par rapport à la direction du photon incident, l'électron reculant selon l'angle ϕ d'impulsion \vec{p}_e (voire la figure I-2).

Dans ce processus, la part de l'énergie initiale transmise à l'électron est absorbée au voisinage du point d'interaction. L'énergie diffusée E'_γ pourra donner lieu à d'autre diffusion Compton [1]. Pour connaître l'énergie diffusée on utilise la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie. La conservation de de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\vec{p}_e = \vec{p}_1 - \vec{p}_2 \quad (\text{I-1})$$

D'où en élevant au carré :

$$p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos \theta \quad (\text{I-2})$$

En explicitant le produit scalaire :

$$p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos \theta \quad (\text{I-3})$$

D'un autre côté, la conservation de l'énergie s'écrit avec les expressions relativistes des énergies :

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (\text{I-4})$$

$$p_1 c + m_e c^2 = p_2 c + \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (\text{I-5})$$

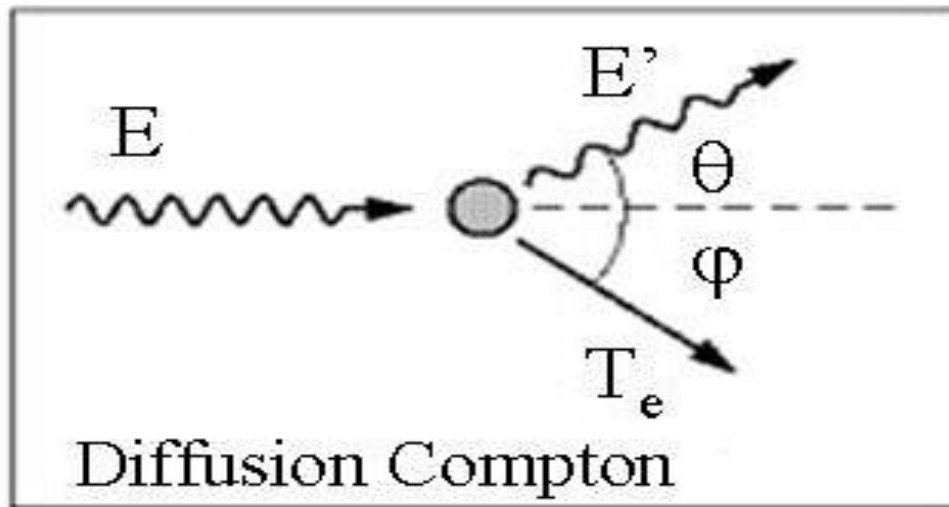


FIGURE I-2 : Processus de diffusion Compton

Ce qui donne une nouvelle expression de :

$$p_e^2 = (p_1 - p_2)^2 + 2m_0 c(p_1 - p_2) \quad (\text{I-6})$$

On identifie les deux expressions il vient :

$$(p_1 - p_2)^2 + 2m_0 c(p_1 - p_2) = p_1^2 + p_2^2 \cos(\theta) \quad (\text{I-7})$$

Par la suite :

$$p_1 p_2 (1 - \cos \theta) = 2m_0 c(p_1 - p_2) \quad (\text{I-8})$$

On multiplie par c^2 il vient : Grandeurs Physiques

$$E_{\gamma}E'_{\gamma}(1 - \cos \theta) = 2m_0c^2(E_{\gamma} - E'_{\gamma}) \quad (\text{I-9})$$

Alors l'énergie de ce photon après diffusion sur un électron de la matière est [IRM III] :

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (\text{I-10})$$

Où $\alpha = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$ et $m_0 c^2 = 0.511 \text{ Mev}$ est l'énergie d'électron au repos.

Effet de création de paires

L'effet de matérialisation se produit à l'énergie élevée ($E_{\gamma} > 2E_0$), E_0 est l'énergie d'électron. Le photon pénétrant le champ coulombien d'un noyau se matérialise sous forme d'une paire électron-positron (e^+, e^-). L'électron et le positron sont ralentis dans la matière environnante. A la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile, ce qui engendre l'émission de deux photons de 0.511Mev. Les lois de conservation du moment cinétique font que ces deux photons sont émis dans des directions opposées. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$E = 2E_0 + T_{e^+} + T_{e^-} \quad (\text{I-11})$$

Où T_{e^+} et T_{e^-} sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron [2].

I.1.2 Section efficace d'interaction

A chaque de ces modes d'interaction est associée une section efficace, qui dépend de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique Z de matériau traversé. L'importance relative de ces trois modes en fonction de E_{γ} et Z est représentée sur la figure 2, pour les sections efficace des effets photoélectrique, Compton et création de paires [1].

L'interaction des photons avec la matière a comme section efficace la somme de toutes les sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair} \quad (\text{I-12})$$

La probabilité d'interaction par effet Compton est à peu près indépendante du numéro atomique Z de la cible. Par contre, celles par effet photoélectrique et production de paires lui sont proportionnelles. Donc, le domaine d'énergie dans lequel l'effet Compton est dominant est d'autant plus important que le numéro atomique de la cible est plus faible.

Ainsi, dans les applications usuelles des rayons X et des radionucléides émetteurs γ (dans les énergies se situent entre 50 KeV et quelques eV) l'effet Compton est prédominant.

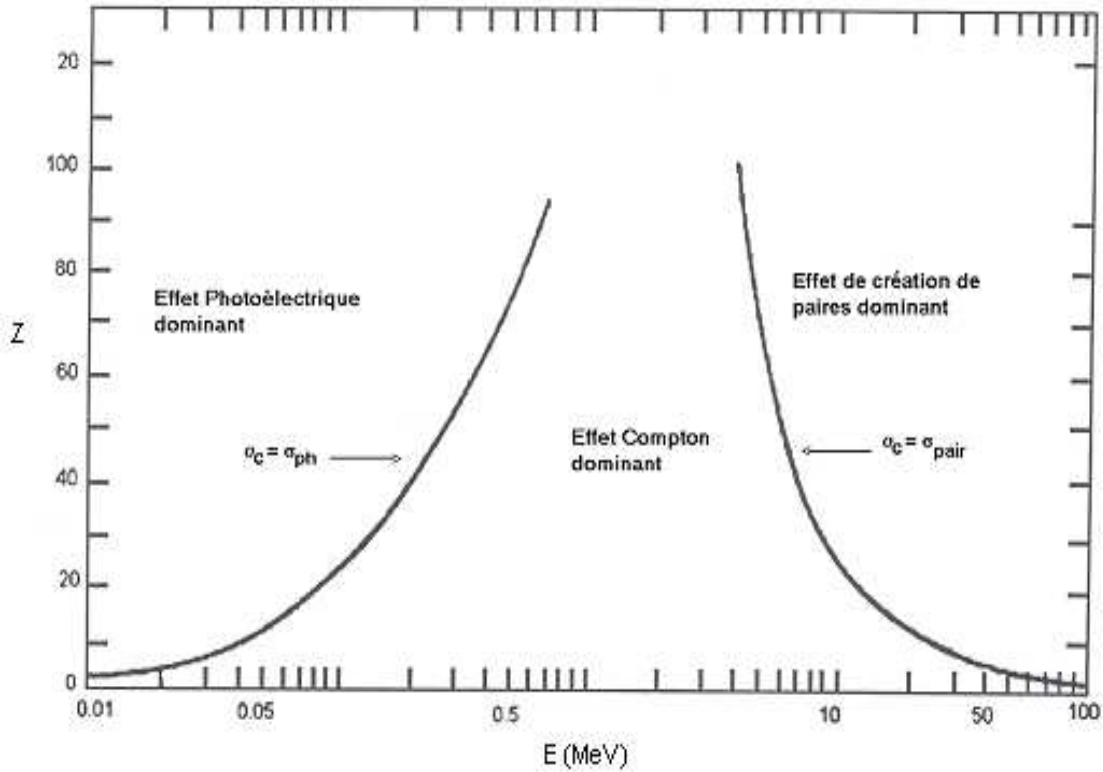


FIGURE I-3 : Domaines des sections efficaces d'interaction des photons avec la matière sur plan E_γ et Z [1]

Section efficace Compton

Pour un traitement complet, la détermination des sections efficaces théoriques impose d'utiliser pour l'électron la théorie relativiste de Dirac et les équations de Klein-Nishina.

La section efficace différentielle par angle solide et par électron en fonction de l'énergie E_γ de photon incident et de l'angle de diffusion θ est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos(\theta))]^2} \left[1 + \cos^2(\theta) + \frac{\alpha^2(1 - \cos(\theta))^2}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))} \right] \right\} \quad (I - 13)$$

Où r_0 rayon est le classique de l'électron.

La figure I-4 donne la distribution angulaire de la section efficace de Klein-Nishina.

La section efficace intégrée est :

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 \left[\frac{\alpha^2 - 2\alpha - 2}{2\alpha^3} \ln(1 + 2\alpha) + \frac{\alpha^3 + 9\alpha^2 + 8\alpha + 2}{\alpha^2(1 + 2\alpha)^2} \right] \quad (I - 14)$$

La figure I-5 représente l'allure de la section efficace Compton, composée de deux contributions : la section efficace d'absorption σ_a représentant la fraction moyenne de l'énergie

totale de l'électron diffusée, et la section efficace de diffusion σ_d représentant l'énergie moyenne transférée à l'électron de recul.

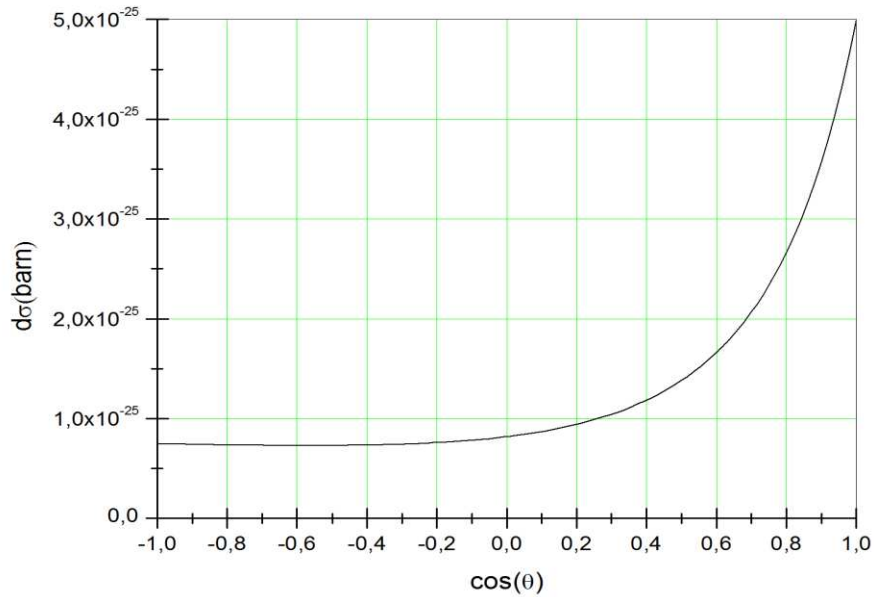


FIGURE I-4 : Distribution de section efficace Klein-Nishina en fonction de $\cos(\vartheta)$

La section efficace intégrée est :

La section efficace différentielle par angle solide de diffusion est donnée par l'expression suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{diff} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c \quad (I - 15)$$

Après intégration, on en déduit :

$$\sigma_c = \pi r_0^2 \left[\frac{1}{\alpha^3} \ln(1 + 2\alpha) + \frac{2(1 + 2\alpha)(\alpha^2 - 2\alpha - 2)}{a^2(1 + 2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1 + 2\alpha)^3} \right] \quad (I - 16)$$

La probabilité pour qu'un photon interagisse avec un atome est proportionnelle au nombre d'électron Z . pour un matériau donné, cette probabilité est proportionnelle à la densité d'électron. Or la masse atomique A est approximativement proportionnelle au numéro atomique Z . l'effet Compton, pour l'énergie donnée, est donc approximativement proportionnelle à la densité du matériau [2].

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (I - 17)$$

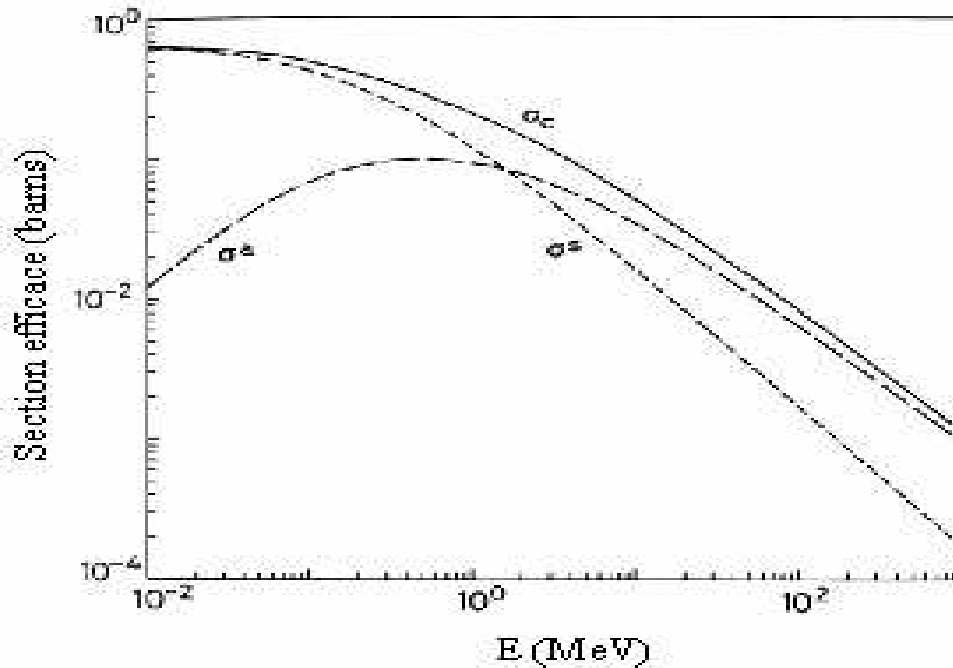


FIGURE I-5 : Section efficace totale de la diffusion Compton [2].

I.1.3 Coefficient d'atténuation d'un faisceau de photon

L'absorption des photons dans la matière dépend de la nature du milieu ainsi que de l'énergie et de photon incident. Si on désigne par I_0 l'intensité initiale d'un faisceau de photon mono-énergétique en incidence normale, la diminution de l'intensité dans l'épaisseur comprise entre x et $x + dx$ d'un absorbant dépend directement de son coefficient d'atténuation μ :

$$dI = -\mu I dx \quad (I - 18)$$

La loi d'atténuation d'un faisceau mono énergétique et parallèle dans un milieu homogène est donnée par la relation :

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (I - 19)$$

I_0 : Le flux de photon du faisceau incident

$I(x)$: Le flux de photo sortant d'un milieu absorbant d'épaisseur x

μ : Le coefficient d'atténuation linéaire qui est proportionnel à la section efficace d'interaction

$$\mu = n\sigma_{tot} \quad (I - 20)$$

n Est le nombre de noyaux ou d'électrons atomique par cm^3 .

On appelle couche de demi-atténuation CDA ou épaisseur moitié $x_{1/2}$, l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 le nombre initial de photon :

$$CDA = x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu} \quad (I - 21)$$

On définit le libre parcours moyen λ des photons dans un milieu par :

$$\lambda = \frac{1}{\mu} = 1.44x_{1/2} \quad (I - 22)$$

Les figures I-6 et I-7 représentent les variations des coefficients d'atténuation massique μ/ρ en fonction de l'énergie gamma dans l'eau et dans l'eau et dans le plomb [1].

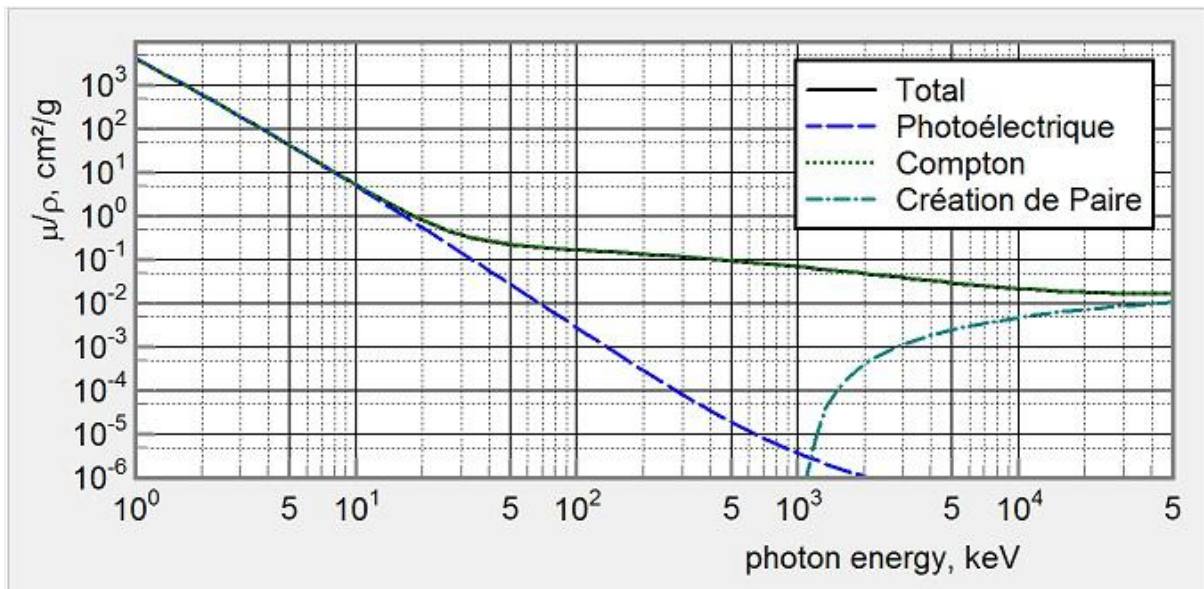


FIGURE I-6 : Coefficients d'atténuations massiques en fonction de l'énergie des photons dans l'eau [5].

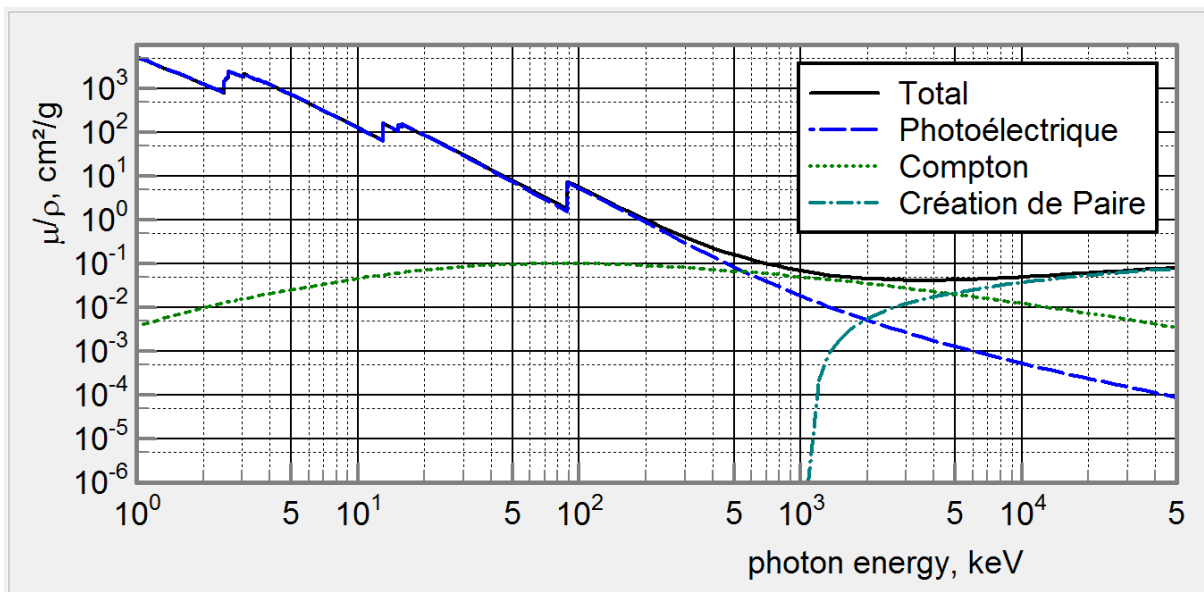


FIGURE I-7 : Coefficients d'atténuation massique en fonction de l'énergie des photons dans le plomb [5].

I.2 Principe détection spectroscopie gamma (scintillation)

Ces détecteurs utilisent, pour l'élaboration du signal, l'excitation du milieu traversé. Le nombre d'excitations produites le long de la trajectoire d'une particule est proportionnel à l'énergie perdu par cette particule.

Le problème est donc de compter ce nombre d'excitations ou plus exactement le nombre de désexcitations qui vont suivre le passage de la particule. Aussi ces détecteurs comprennent-ils un milieu scintillant, qui est le détecteur proprement dit, associé à un tube photomultiplicateur, qui permet de compter les photons de désexcitation. Sont aussi très appréciés pour les mesures de temps. Le choix du milieu scintillant se fait selon de nombreux critères.

Pour une même énergie déposée, il doit donner lieu à un nombre maximal d'états excités. Ceux-ci doivent se désexciter le plus rapidement possible et dans un domaine de longueur d'onde compatible avec la transparence du milieu détecteur et correspondant à une zone de bonne sensibilité des appareils de comptage.

Enfin, dans le cas de la spectroscopie gamma, il doit assurer la transformation photon-électron avec la plus grande efficacité possible [4].

I.2.1 Différents types de milieux scintillants

Les scintillateurs utilisant des cristaux inorganiques sont parmi les plus répandus et pratiquement les seuls retenus en spectroscopie gamma. Il s'agit en général de cristaux d'iodures alcalins activés par l'introduction d'un autre élément à faible concentration (activateur).

Le plus courant d'entre eux est sans conteste l'iodure de sodium activé au thallium. L'activateur est choisi pour modifier la structure de bande de cristal en introduisant des niveaux d'énergie dans la bande interdite (voir figure I-1). En se ralentissant, une particule chargée va faire passer des électrons dans la bande de conduction laissant de trous dans la bande de valence. Le trou positif rencontrant un atome activateur va l'ioniser et l'électron va migrer jusqu'à ce qu'il rencontre un tel centre ionisé ou il sera capté. S'il est capté dans un état excité de l'activateur, la désexcitation qui suit conduit à l'émission de lumière d'énergie plus faible (domaine visible) que la largeur de la bande interdite du matériau et pour laquelle il est transparent. Tout dépend du choix de l'élément activateur. La durée de vie τ des états excités atteints est de l'ordre de 10^{-6} s, c'est-à-dire un temps bien plus long que la durée de migration des électrons et des trous. Par suite l'émission de lumière suit une simple décroissance exponentielle dont la pente est fixée par la durée de vie du niveau excité

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (I - 23)$$

D'autres processus interviennent au cours de la migration qui conduit à une perte d'émission lumineuse. C'est ainsi que l'électron peut être capté dans un état pour lequel la transition vers le niveau fondamental est interdite. Ce n'est qu'après un certain temps que cet électron pourra gagner un peu d'énergie l'amenant sur un autre niveau qui lui peut se désexciter. C'est la

phosphorescence. On peut aussi imaginer que le niveau atteint se désexcite par des transitions non radiatives.

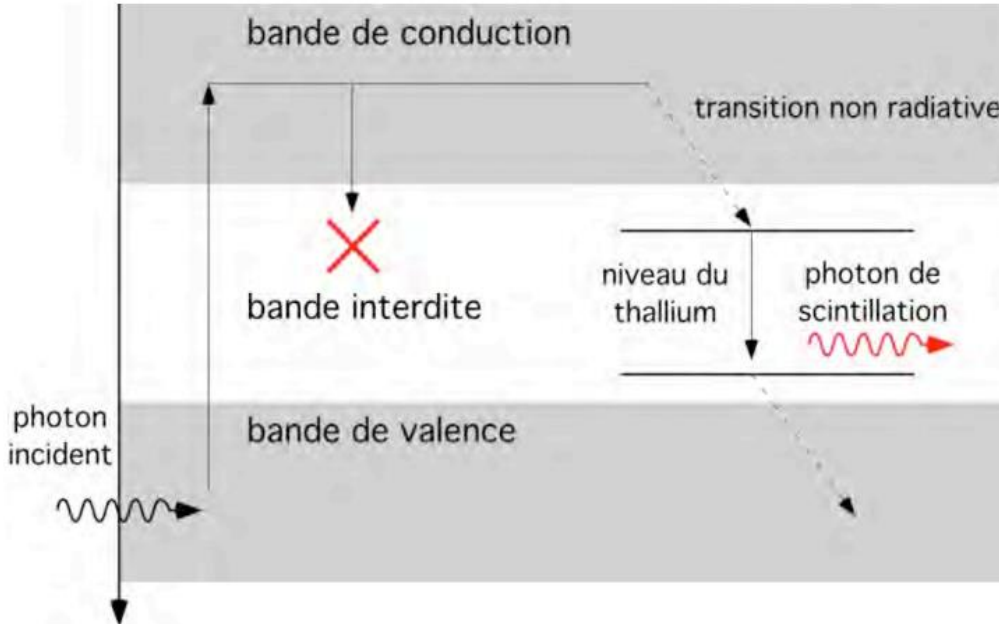


FIGURE I-8 : Niveaux d'énergie dans un cristal d'iodure de sodium activé.

I.2.2 Scintillateur l'iodure de sodium

L'iodure de sodium activé au thallium (0.1%TI), est le plus ancien scintillateur connu (vers 1950). C'est encore, sous de nombreux aspects, le meilleur. On sait faire des mono cristaux de très gros volume qui peuvent être taillés facilement. C'est le scintillateur qui a le meilleur rendement lumineux et la présence d'iode le rend très efficace pour la détection des photons. Cependant ces cristaux sont assez fragiles et hygroscopiques ce qui oblige à les enfermer dans une enceinte hermétique. Mais son défaut le plus gênant et la durée de vie relativement importante de la scintillation ($\approx 230ns$) associée à une part importante de phosphorescence ($\approx 9\%$ de toute la lumière émise) et qui décroît avec une durée de vie de près de 0.15s. Pour les hauts taux de comptage, cette phosphorescence va s'ajouter aux impulsions précédentes en produisant une "lueur retardée" indésirable [4].

I.2.3 Tube photomultiplicateur

Le problème est maintenant de récupérer le nombre maximal des photons de désexcitation sur la face arrière du cristal qui est collé optiquement (graisse à base de silicone ou joint souple transparente) sur la face d'entrée du tube photomultiplicateur.

Pour cela le cristal est entouré d'une enveloppe réfléchissante (qui sert en même temps à l'isoler de la lumière ambiante) et on choisit un cristal dont l'indice de réfraction est aussi proche que possible de celui du verre (comprise entre 1.4 et 2) pour limiter les pertes par réflexion totale à l'interface entre le cristal et le photomultiplicateur.

Le tube photomultiplicateur (PM) est un organe essentiel des scintillateurs. Son rôle est de transformer les photons de scintillation en un signal exploitable et dont la hauteur soit proportionnelle à l'énergie perdue la particule détectée.

Le PM remplit deux fonctions bien distinctes : d'abord il transforme les photons de scintillation en électrons (c'est le rôle de photocathode) puis il multiplie ce nombre d'électrons (c'est le rôle de la structure multiplicatrice). A la sortie du PM, on recueille donc des charges en nombre proportionnel au nombre de photons de scintillations donc à l'énergie de la particule.

Ensuite un système, qui nous est maintenant familier, transforme ce flux d'électrons en une impulsion. La figure I-2 schématise les différents constituants classiquement rencontrés dans les tubes photomultiplicateurs. En arrivant dans le PM, les photons de désexcitation frappent une photocathode semi-transparente. Certaines d'entre eux sont absorbées et donnent un nombre de photoélectrons (environ 1 électron pour 4 ou 5 photons-incidents) qui est proportionnel à l'énergie perdue par la particule détectée. Ces électrons sont ensuite accélérés et focalisés sur une première électrode (dynode) qui utilise le phénomène d'émission électronique secondaire selon lequel une partie de l'énergie perdue par un électron frappant une surface sert à éjecter plusieurs électrons secondaires. Ces électrons secondaires arrivent alors sur une série de dynodes portées à des potentiels croissantes ou chacun d'eux produit à chaque étape de nouveaux électrons secondaires.

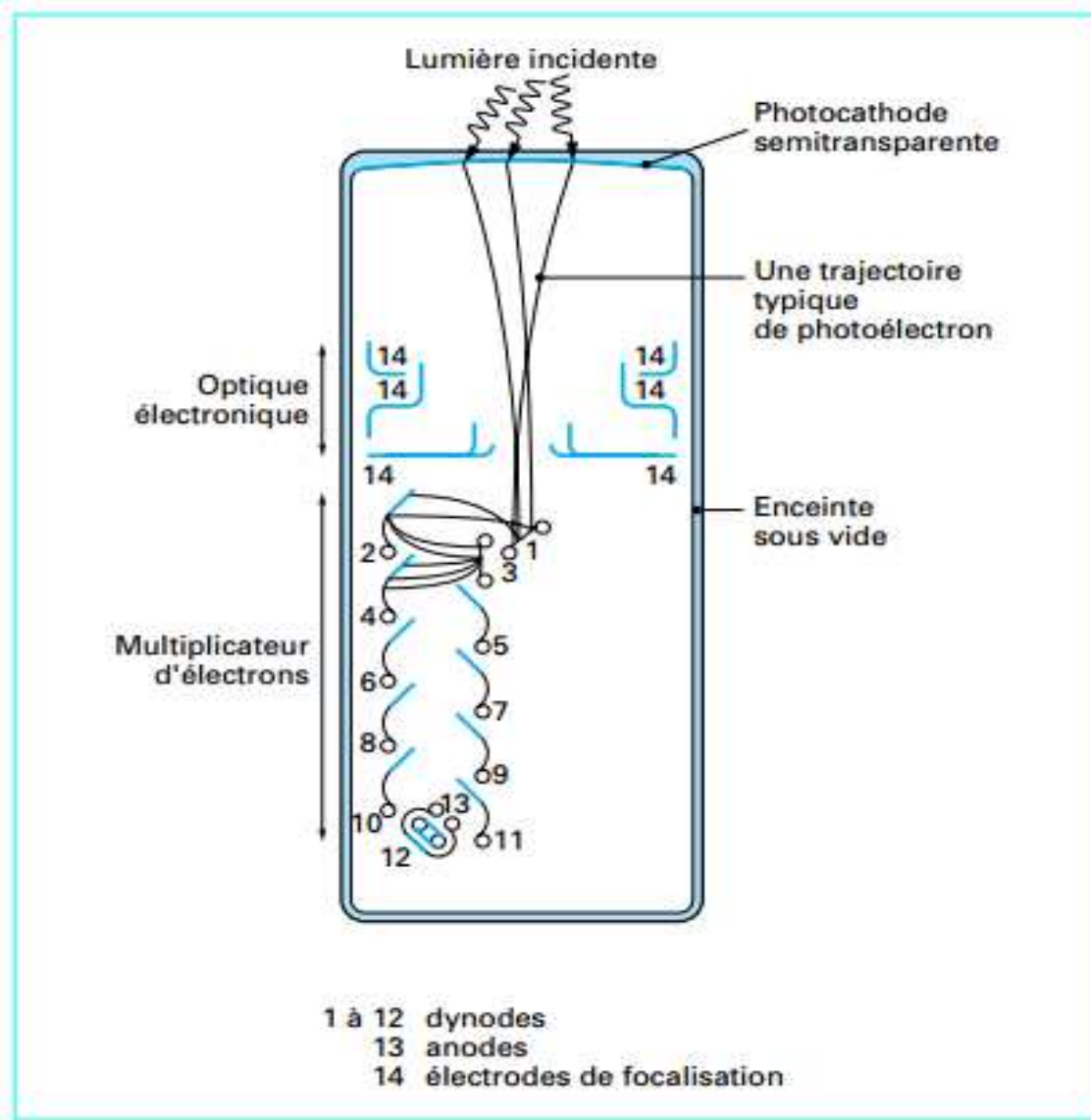


FIGURE I_9: Principe d'un tube photomultiplicateur [4].

CHAPITRE II

Simulation Monte-Carlo

II.1 Historique

La méthode Monte Carlo doit son nom à Nicholas Métropolis et Stanislaw Ulam qui les premiers ont décrit l'utilisation de cette méthode dans le cadre de calculs liés au projet Manhattan de conception des premières bombes atomique. Son appellation date des années 1944 et fait référence à la principauté de Monaco et à son casino, haut lieu des jeux de hasard. Au cours de l'immédiat après-guerre, Von et Neumann, Fermi et Ulam ont introduit la possibilité d'application de la méthode de Monte Carlo dans le domaine scientifique. L'étude systématique en fut faite par Harris et Khan en 1948 [1].

Après une éclipse due à une utilisation trop intensive pendant les années 1950, la méthode de Monte Carlo est revenue en faveur par de nombreux problèmes : en sciences physiques, en science économiques, pour des prévisions électorales, partout où il est fructueux d'employer des procédés de simulation.

La technique de Monte Carlo est particulièrement adaptée au calcul des intégrales quelle qu'en soit la dimension. En effet, la force de cette méthode est que l'erreur de calcul ne dépend pas du nombre de variables du problème. Les méthodes de modélisation Monte Carlo permettent de simuler "l'histoire" d'une particule individuelle dans un milieu atténuateur, en tenant compte de caractère probabiliste des différents processus physiques pouvant être rencontrés lors de sa traversée. Cet historique prend en compte les éventuelles particules secondaires et s'arrête dès lors que l'énergie de la particule est en dessous d'un niveau seuil ou atteint une zone de réjection [2].

II.2 Principes généraux du code MCNP

Le code MCNP a été conçu initialement et développé pour des applications militaires aux Etats-Unis d'Amérique. Originellement le programme était conçu seulement pour des neutrons. On s'aperçut ensuite qu'il pouvait aussi être appliqué aux autres particules, en y faisant quelques ajouts ; ils furent faits dans les années cinquante. Le programme a ensuite été constamment amélioré et a été généralisé progressivement aux transports des électrons et des photons pour aboutir à celui que nous utilisons aujourd'hui. Actuellement ces trois particules peuvent être traitées individuellement ou combinaison. Il intègre des énergies jusqu'à 1 GeV pour les électrons et les photons et jusqu'à 20 MeV pour les neutrons [2].

Par les considérations ci-dessus, nous comprenons que le champ d'application de ce programme est très vaste et qu'il s'applique à d'innombrables problèmes de transport tridimensionnel neutronique et photonique basé sur la méthode probabiliste Monte Carlo. Ce code est actuellement étendu à certaines particules lourdes chargées dans sa version MCNPX.

Le principe de la méthode Monte Carlo est de simuler le transport individuel des neutrons, des photons et des électrons puis d'enregistrer leurs interactions dans le milieu étudié. La géométrie de l'expérience est décrite sous forme de cellules adjacentes et homogènes délimitées par des surfaces. L'historique de chaque particule est suivi depuis sa naissance jusqu'à sa disparition (par absorption ou sortie du milieu).

Une particule est définie par ses coordonnées, son vecteur de position et son énergie. Son interaction avec les atomes du milieu se traduit sous formes de probabilité discrètes ou de densité de probabilité à partir des sections efficaces totales, partielles ou différentielles des

neutrons avec le milieu. La simulation avec le code MCNP requiert les données suivantes : la géométrie de système, la source neutronique et les sections efficaces d'interactions.

Le code MCNP utilise des spectres énergétiques continus disponibles dans différentes bibliothèques, ENDF (Evaluated Nuclear Data Files) ; ENDL (Evaluated Nuclear Data Library) qui ont été élaborées par le centre de données du laboratoire de Brookhaven, New York. Pour son exécution, l'utilisateur doit définir un fichier d'entrée ou sont spécifiés : la géométrie, les matériaux utilisés, la source d'irradiation et la réponse que lui-même veut obtenir.

II.3code MCNP

II.3.1 fichier d'entrée

Le fichier d'entrée contient des informations concernant la description des matériaux, section efficaces, localisation et caractéristique de la source, le fichier d'entrée est composé de trois blocs [6]

Titre (une ligne)

Définition de cellules

.....

.....

Soute une ligne (ligne en blanc)

Définition de surface

.....

.....

Soute une ligne (ligne en blanc)

Donnée physique (source, énergie, tailles, matériaux, NPS,...)

II.3.2 cellules

La cellule est décrite par un numéro qui définit le matériau la constituant et sa densité. Elle a deux sens, un positif et l'autre négatif. Appliquée à une surface fermée, le signe positif (+) indique l'extérieur de la cellule et le signe négatif (-) indique l'intérieure la cellule est le résultat de l'interaction, un ion et /ou la complémentarité des déférentes surfaces, les deux opérateurs intersection et un ion suivant une logique booléens. Le premier est implicite et représenté par le blanc entre deux surfaces, le second est donné par (:). Le dernier opérateur est symbolisé par (#) qui veut dire (n'appartient pas). La cellule est déclarée sous cette forme :

j: numéro de la cellule donnée par l'utilisateur

d : numéro de la cellule si elle n'est pas vide

j : densité des matériaux (atomes / cm^3) ou en g/cm^3

geom : signe de la cellule et les déférents opérateurs booléens cités avant

Parms : optionnel, utilise des mots clés comme IMP, VOL... [6].

II.3.3 surface

Les surfaces peuvent être définies suivant trois alternatives : des équations (figure), des points ou des «macro bodies». Dans ce travail, on a utilisé la troisième méthode de la macro bodies. Ce sont des géométries déjà prêtes à l'utilisation. Les surfaces définies sont : BOX (boite), RPP (parallélépipède), SPH (sphère), RCC (cylindre), HEX (hexagone), RES (cylindre elliptique), TRC (cône), ELL (ellipsoïde), WED (cale, coin), ARB (polyèdre). Elles sont décomposées par MCNPX en surfaces et en facettes et des numéros sont assignés par l'utilisateur pour que chaque facette puisse être exploitée distinctement par les différentes talles [6].

II.3.4 données physique

II.3.4.1 Source

La source est définie par la carte SDEF. Cette carte est utilisée une seule fois dans un fichier d'entrée et peut reproduire une grande variété de sources. En fonction de la géométrie de la source utilisée, les paramètres qui la caractérisent doit être choisis parmi une multitude de variables. Certains de ces paramètres sont :

- POS : position de la source (par défaut à (0, 0, 0)),
- ERG : énergie des particules sources (par défaut 14 MeV),
- VEC : vecteur directeur de la source en cas de non isotropie,
- PAR : chois de la particule =1 (MODE N,NP,NPE) ; =2 (MODE P,PE) ; =3(MODE).
N, P et E désignant respectivement neutron, photon et électron,
- RAD : rayon de la source (source étendu).

Pour compléter la définition des sources, les distributions en énergie permettent à une variable de prendre plusieurs valeurs. Elles sont définies par Dn (n et le numéro de la distribution). Des cartes sont associées à cette distribution : SI (Source Information), qui précise la forme de la distribution (discrète, histogramme, ...) ; SP (Source Probabilité) décrit d'éventuelles probabilités associée à la source [6].

Mnemonic	Type	Description	Equation	Card Entries
P	Plane ↓	General	$Ax + By + Cz - D = 0$	$ABCD$
PX		Normal to X-axis	$x - D = 0$	D
PY		Normal to Y-axis	$y - D = 0$	D
PZ		Normal to Z-axis	$z - D = 0$	D
SO	Sphere ↓	Centered at Origin	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
S		General	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} R$
SX		Centered on X-axis	$(x - \bar{x})^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} R$
SY		Centered on Y-axis	$x^2 + (y - \bar{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} R$
SZ		Centered on Z-axis	$x^2 + y^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{z} R$
C/X	Cylinder ↓	Parallel to X-axis	$(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} \bar{z} R$
C/Y		Parallel to Y-axis	$(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{z} R$
C/Z		Parallel to Z-axis	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{y} R$
CX		On X-axis	$y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CY		On Y-axis	$x^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CZ		On Z-axis	$x^2 + y^2 - R^2 = 0$	R
K/X	Cone ↓	Parallel to X-axis	$\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(x - \bar{x}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$
K/Y		Parallel to Y-axis	$\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(y - \bar{y}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$
K/Z		Parallel to Z-axis	$\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - t(z - \bar{z}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$
KX		On X-axis	$\sqrt{y^2 + z^2} - t(x - \bar{x}) = 0$	$\bar{x} t^2 \pm 1$
KY		On Y-axis	$\sqrt{x^2 + z^2} - t(y - \bar{y}) = 0$	$\bar{y} t^2 \pm 1$
KZ		On Z-axis	$\sqrt{x^2 + y^2} - t(z - \bar{z}) = 0$	$\bar{z} t^2 \pm 1$
				± 1 used only for 1 sheet cone
SQ	Ellipsoid Hyperboloid Paraboloid	Axes parallel to X-, Y-, or Z-axis	$A(x - \bar{x})^2 + B(y - \bar{y})^2 + C(z - \bar{z})^2 + 2D(x - \bar{x}) + 2E(y - \bar{y}) + 2F(z - \bar{z}) + G = 0$	$A B C D E$ $F G \bar{x} \bar{y} \bar{z}$
GQ	Cylinder Cone Ellipsoid Hyperboloid Paraboloid	Axes not parallel to X-, Y-, or Z-axis	$Ax^2 + By^2 + Cz^2 + Dxy + Eyz + Fzx + Gx + Hy + Jz + K = 0$	$A B C D E$ $F G H J K$
TX	Elliptical or circular torus. Axis is Parallel to X-, Y-, or Z-axis		$(x - \bar{x})^2/B^2 + (\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$
TY			$(y - \bar{y})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$
TZ			$(z - \bar{z})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$
X Y Z P	Surfaces defined by points		See pages 3-16 and 3-18	

Table II_1 : carte des surfaces utilisées par MCNP[7]

II.3.4.2 tallies

Pour étudier la physique du problème d'une manière exhaustive, on utilise la carte F_n ou Tallies ou n représente le numéro (type) de tally, l'utilisateur choisit le tally en fonction de l'observable qui l'intéresse. Les tallies associés à d'autres cartes permettent d'avoir plus d'options quant aux résultats recherchés. La carte F_n est en générale associée avec la carte E_n qui permet le séquençage de l'énergie en bin si nécessaire. Par exemple, on veut simuler un spectre représenté sur 4096 canaux : par la carte E_n , on fixe la limite inférieure par l'énergie qui correspondante au dernier canal et on divise cet intervalle d'énergie en 4096 bins. Un tally peut être utilisé plusieurs fois, il suffit d'ajouter un autre chiffre avant le numéro de tally comme F_8 et F_{18} . MCNP offre la possibilité d'introduire la résolution du détecteur par la carte GEB pour Gaussian Energy Broad, l'énergie est MeV.

$$FWHM = a + b\sqrt{E + c.E^2} \quad (\text{II-1})$$

II.3.4.3 Bibliothèques des sections efficaces

On distingue plusieurs bibliothèques qui gèrent les sections efficaces des photons :

- Bibliothèque 01P : introduite en 1982 [Pelotwitz 2008], qui regroupe les sections efficaces de diffusion cohérente (Rayleigh) et incohérente (Compton), de l'effet photoélectrique et celles de création de pair. Les tables d'interaction [Demarco 2002] sont fournies par Evaluated Nuclear Data Files (ENDF) [Magurno 1982], la compilation d'Israele et Storm [Storm 1970] et Everett et Cashwell [Cashwell 1973] par leurs travaux sur la fluorescence. Les énergies considérées sont comprises entre 1 KeV et 100 MeV.
- Bibliothèque 02P : introduite en 1993, la nouveauté est la gamme d'énergie jusqu'à 100 GeV. Les tables proviennent des données de la ENDF depuis la bibliothèque Livermore Evaluated Photon Data Library (EPDL) [Cullen 1997].
- Bibliothèque 04p : introduite la même année que la 03P. basée sur des données provenant de ENDF/B-VI.8. la différence avec 01P réside dans l'extension à un Z de matériaux allant jusqu'à 100 contre 94 pour la première. L'énergie est comprise entre 1 KeV et 100 GeV [6].

II.3.4.4 Matériaux

Comme indiqué précédemment les cellules sont constituées de matériaux qui sont définis par la carte Mn. Elles se présentent comme Mn zaid1, fraction1, zaid2, fraction2,... zaid indique l'élément utilisé et il est décomposé en ZZZAA.nnx, ou Z est le numéro atomique de l'élément considéré, A sa masse atomique, n la librairie des sections efficaces et x la classe de la donnée. Dans le cas des photons et les éléments naturels AA=00 et nnx ne sont pas considérés[6].

II.3.4.5 Réduction de la variance

Pour réduire les erreurs liées à la statistique, on peut augmenter le nombre de particules générées. Cependant, cette méthode est gourmande en temps de calcul. Pour cette raison, la méthode de réduction de variance a été développée pour réduire l'incertitude sur la mesure sans pour autant augmenter trop le temps de calcul. Plusieurs méthodes de réduction de variance existent [laboratory 1994] :

CHAPITRE II. SIMULATION MONTE CARLO

- Méthode de troncature
Consiste à tronquer les espaces qui ne contribuent pas d'une manière significative aux tallies. Elle permet de réduire le temps de calcul. Pour le faire, d'une part on varie les importances des cellules et/ou, d'autre part, ne modélise pas les parties à moindre importance.
- Méthode de contrôle de population
Utilise la division des particules et la roulette russe afin de contrôler le nombre d'échantillons dans chaque région de l'espace. Dans les régions prépondérantes, on suit un nombre important de particules avec un poids faible. Le nombre faible de particules est suivi un poids fort.
- Méthode de modification de l'échantillonnage
L'échantillonnage s'applique pour les distributions qui envoient des particules dans une direction données ou qui se trouvent dans un intervalle d'énergie ou qui changent la nature de l'interaction dans le milieu. C'est une méthode qui modifie l'échantillonnage statistique afin d'augmenter le nombre de tallies par particule.
- Méthode partiellement déterministe
Elle utilise des techniques déterministes telles que des estimateurs de l'évènement ou le contrôle de la séquence des nombres aléatoires [pelowitz 2008].

L'utilisation de ces méthodes est intéressante pour réduire le temps de calcul. En revanche sa mauvaise utilisation peut induire des erreurs et même résultats erronés[6].

CHAPITR III

Calcule analytique et simulation Monte-Carlo de l'efficacité d'un scintillateur
NaI(Tl)

III.1. Définitions

L'efficacité absolue totale d'un détecteur, pour un rayonnement γ d'énergie E_γ , est définie comme le rapport du taux de comptage enregistré (après soustraction du bruit de fond) au nombre réel de particules émises par la source, elle traduit la probabilité pour qu'une particule émise par la source ait interagi avec le milieu de détection :

$$\epsilon_{\text{absolue-totale}} = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant interagi avec les électrons du cristal}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ émis par la source}}$$

On peut exprimer comme suit :

$$= \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ détectés}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ émis par la source}}$$

L'efficacité intrinsèque totale d'un détecteur, pour un rayonnement γ d'énergie E_γ , est définie comme le rapport du taux de comptage enregistré (après soustraction du bruit de fond) au nombre réel de photons ayant traversé le détecteur. C'est la probabilité pour que la particule qui pénètre dans le détecteur interagisse avec les électrons de celui-ci :

$$\epsilon_{\text{intrinsèque-totale}} = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant interagi avec les électrons du cristal}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le détecteur}}$$

On peut aussi l'exprimer comme :

$$\epsilon_{\text{intrinsèque-totale}} = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ détectés}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le détecteur}}$$

L'efficacité absolue, relative au pic photoélectrique d'un γ d'énergie E_γ est définie comme suit :

$$\mathcal{E}_{\text{absolue-photoélectrique}}(E_\gamma) = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ absorbés dans le détecteur}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ émis par la source}}$$

Et l'efficacité intrinsèque, relative au pic photoélectrique d'un γ d'énergie E_γ par :

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{intrinsèque-photoélectrique}}(E_\gamma) \\ = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ complètement absorbés dans le détecteur}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le détecteur}} \end{aligned}$$

Dans le cas d'une source ponctuelle d'émission isotrope, l'efficacité intrinsèque peut être exprimée en fonction de l'efficacité absolue comme :

$$\epsilon_{absolue} = \epsilon_{intrinsèque} \Omega / 4\pi \quad (\text{III-1})$$

Ω étant l'angle solide sous tendu par le détecteur.

III.2. Mesure expérimentale de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl)

Expérimentalement, on mesure l'efficacité absolue relative au pic photoélectrique d'un rayonnement γ d'énergie E_γ en utilisant des sources γ standards. Dans le cas d'une source étalon, mono énergétique, cette efficacité est donnée par :

$$\epsilon_{absolue-photoélectrique}(E_\gamma) = \frac{\text{aire du pic photoélectrique centré autour de } E_\gamma \text{ (sans le bruit de fond)}}{\int_0^{\Delta t} A(t) dt}$$

$A(t)$ étant l'activité de la source à l'instant t , Δt est le temps de mesure.

III.3. Evaluation théorique de l'efficacité d'un NaI(Tl)

Le calcul de l'efficacité rencontre plusieurs difficultés car cette grandeur physique dépend de plusieurs paramètres, en particulier :

- la géométrie de la source.
- la zone utile de la détection.
- la distance source détecteur.
- la détermination des coefficients d'absorption gamma (par effet Compton, effet photo-électrique et création de paires) dans le détecteur
- les matériaux composant l'environnement de la source et du détecteur.

Il existe deux méthodes de calcul de l'efficacité d'un détecteur :

- le calcul analytique
- le calcul probabiliste

Dans ce travail, nous avons calculé par une méthode analytique l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl), de dimensions 3inch \times 3inch pour une source ponctuelle, que nous avons comparée aux résultats d'un calcul probabiliste Monte-Carlo. Nous avons aussi

évalué, par deux méthodes différentes de calcul probabiliste, l'efficacité d'un cristal NaI(Tl) pour une source ponctuelle et une source étendue. Les résultats obtenus, par les différentes méthodes de calcul, sont comparés.

III.3.1 Calcul analytique de l'efficacité intrinsèque totale pour une source ponctuelle

Pour une source γ ponctuelle, l'émission de rayonnements est isotrope dans l'espace. L'isotropie de la source est traduite par une probabilité d'émission uniforme. L'atténuation d'un faisceau de photons, d'énergie E_γ et d'intensité I_0 , après traversée d'un matériau d'épaisseur Δl est donnée par la loi d'atténuation suivante :

$$I = I_0 e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l} \quad (\text{III-2})$$

Où $\mu(E_\gamma)$ représente le coefficient d'atténuation des photons gamma d'énergie E_γ .

La probabilité d'interaction d'un photon avec le matériau est :

$$P_{int}(E_\gamma) = 1 - e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l} \quad (\text{III-3})$$

Si on considère la configuration géométrique de la figure III.1, c'est à dire une source ponctuelle placée sur l'axe de symétrie d'un scintillateur de longueur L et de rayon R et à une distance d de la face d'entrée du détecteur, l'efficacité intrinsèque totale du détecteur $\varepsilon_{intrinsèque\ totale}(E_\gamma)$ proposée par Jehouani et al[8 , 9] est donnée par :

$$\varepsilon_{intrinsèque\ totale} = \frac{\int_0^{\theta_1} (1 - e^{-\mu(E_\gamma)L/\cos(\theta)}) \sin(\theta) d\theta}{1 - \cos(\theta_0)} + \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_0} (1 - e^{-\mu(E_\gamma)(\frac{R}{\sin(\theta)} - \frac{d}{\cos(\theta)})}) \sin(\theta) d\theta}{1 - \cos(\theta_0)} \quad (\text{III-4})$$

Les angles θ_0 et θ_1 sont définis par :

$$\theta_1 = \arctg\left(\frac{R}{L + d}\right)$$

Et

$$\theta_0 = \arctg\left(\frac{R}{d}\right)$$

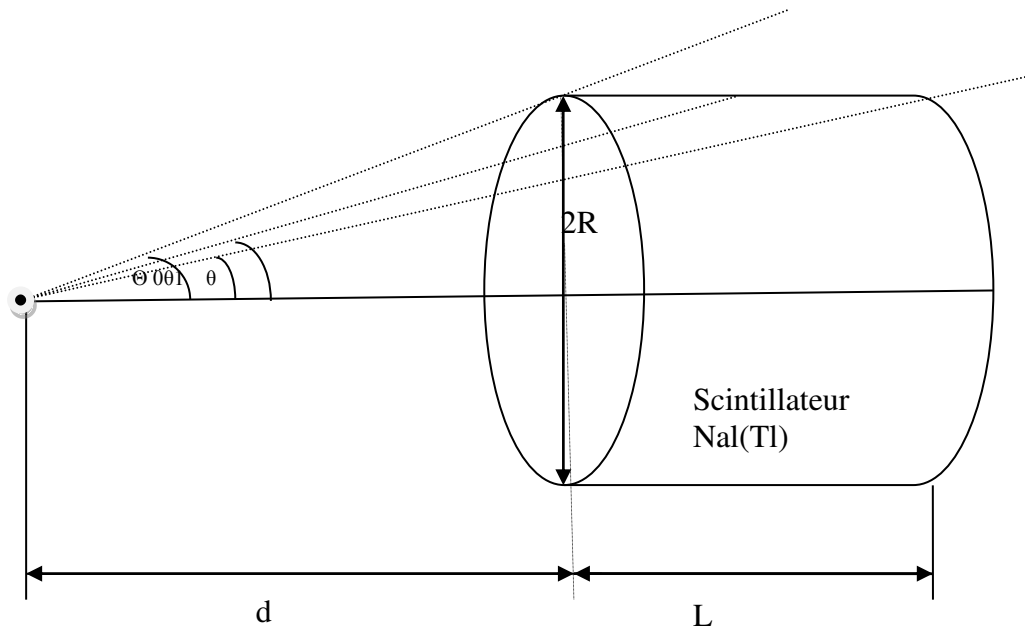


Figure III.1: Configuration géométrique d'un scintillateur NaI(Tl) et d'une source ponctuelle isotrope placée sur son axe de symétrie.

L'angle d'émission θ détermine si le photon traverse le détecteur. D'après la figure(III.1), les photons émis à un angle $\theta > \theta_0$ ne traversent pas le scintillateur.

Nous avons calculé, en utilisant la formule analytique III.3, l'efficacité intrinsèque totale d'un scintillateur NaI(Tl) de dimensions $3'' \times 3''$, pour une source γ considérée comme ponctuelle et placée à 10 cm de la face d'entrée et sur l'axe de symétrie du détecteur (figure III.2).

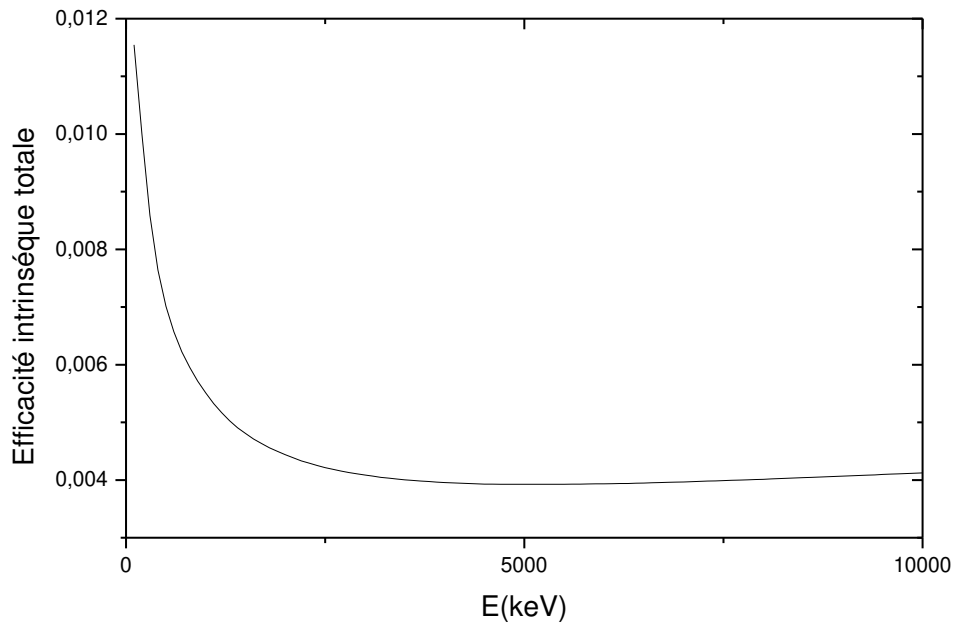


Figure III.2 : courbe de l'efficacité intrinsèque totale d'un cristal NaI(Tl) Pour une source ponctuelle placée à 10 cm de la face d'entrée du détecteur et sur son axe de symétrie

III.3.2 Calcul Monte Carlo de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl)

La méthode développée par Yalcin et al. [11] combine un calcul analytique avec un calcul probabiliste. La direction d'émission des photons de la source est définie par des procédures aléatoires, tandis que le parcours du photon dans le détecteur est évalué par un calcul analytique. Yalcin et al.[11] ont effectué le calcul de l'efficacité absolue totale, d'abord pour une source point placée sur l'axe de symétrie du cristal puis pour une source disque.

Dans ce travail, nous avons mis au point deux programmes écrit en fortran :

- Le premier calcule l'efficacité absolue totale d'un NaI(Tl), pour une source point et une source étendue circulaire, en suivant l'organigramme donné par Yalcin [11].
- Le deuxième calcule l'efficacité intrinsèque totale d'un NaI(Tl), pour une source point et une source étendue circulaire.

III.3.2.1.1 Source ponctuelle

Considérons la configuration géométrique de la figure (III.1), une source point placée sur l'axe de symétrie d'un détecteur cylindrique de rayon R et de longueur L et à une distance d de la face d'entrée. La direction du photon émis de la source est déterminée par l'angle θ variant entre 0 et $\pi/2$ et donc $\cos\theta$ entre 0 et 1.

On pose : $\cos\theta = q$

Q étant un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. En sélectionnant q par une procédure aléatoire, on sélectionnera l'angle d'émission du photon.

Dans le cas où $\cos\theta \leq \cos\theta_0$, le photon émis de la source ne pénètre pas dans le détecteur.

Si $\cos\theta \geq \cos\theta_0$, le photon pénètre dans le scintillateur et son parcours à l'intérieur du détecteur est donné par :

$$\Delta l = \frac{L}{\cos\theta} \quad \text{pour } \cos\theta \leq \cos\theta_1$$

$$\Delta l = \frac{R - d \operatorname{tg}\theta}{\sin\theta} \quad \text{pour } \cos\theta_0 \leq \cos\theta \leq \cos\theta_1$$

La fraction de photons d'énergie E_γ ayant un parcours Δl à l'intérieur du NaI(Tl) est donnée par :

$$S(E_\gamma) = 1 - e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l} \quad \text{(III-5)}$$

$\mu(E_\gamma)$ est le coefficient d'atténuation total des photons d'énergie E_γ , dans le cristal NaI.

Le nombre total de photons ayant interagi avec le milieu du détecteur est donné par $\sum S(E_\gamma)$, où la sommation porte sur le nombre de photons N émis par la source dans les angles avant ($0 < \theta < \pi/2$), il représente le nombre d'itérations dans notre programme.

Si N photons sont émis dans la direction avant, le même nombre de photons est émis dans la direction arrière, de ce fait l'efficacité absolue totale du détecteur pour une source point placée sur son axe est calculée par :

$$\varepsilon_{\text{absolue-totale}}(E_\gamma) = \frac{\sum S(E_\gamma)}{2N} \quad \text{(III-6)}$$

Nous donnons en annexe 11e programme écrit en fortran que nous avons mis au point pour calculer l'efficacité absolue totale d'un NaI(Tl), pour une source point disposée sur son axe de symétrie, par la méthode Monte Carlo de Yalcin et al.[11].

Ce calcul a été réalisé en simulant une source émettant 10^6 photons dans tout l'espace. Ce nombre est choisi de façon à réduire l'erreur statistique sur le calcul de l'efficacité à moins de 1%.

L'efficacité intrinsèque totale du NaI(Tl) est donnée par :

$$\varepsilon_{\text{intrinsèque-totale}}(E_\gamma) = \frac{\sum S(E_\gamma)}{N'} \quad (\text{III-7})$$

$\sum S(E_\gamma)$ Étant le nombre total de photons ayant interagi avec le milieu du détecteur. N' est alors le nombre de photons émis par la source avec une direction d'émission leur permettant de pénétrer dans le cristal.

La figure (III.3) montre la variation en fonction de l'énergie des photons, de l'efficacité intrinsèque totale pour une source ponctuelle. Nous avons reporté sur la même figure la variation de cette grandeur, pour la même configuration géométrique, calculée par la méthode analytique.

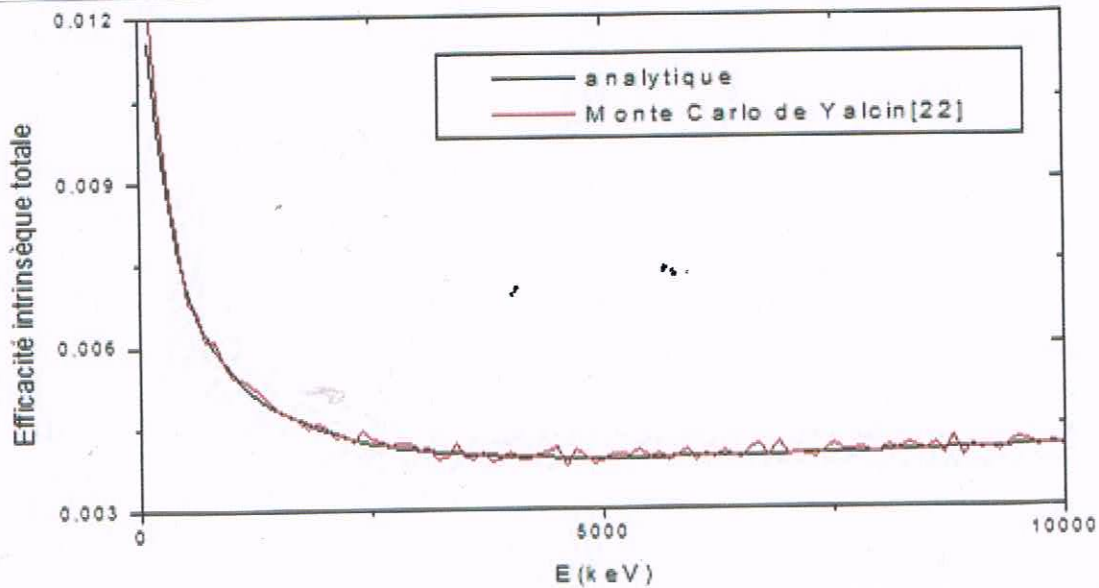


Figure III.3 : courbe de l'efficacité intrinsèque totale du scintillateur NaI(Tl), calculer par la méthode Monte Carlo de yalcin comparée avec le courbe obtenu avec la méthode analytique de Jehouani.

Nous notons un bon accord entre les résultats obtenus par les deux méthodes. Toutefois, nous remarquons que les valeurs de l'efficacité calculées par la méthode probabiliste présentent des fluctuations.

III.3.2.1.2. Source disque

L'influence de la géométrie de la source devient de plus en plus importante lorsque la source s'approche du détecteur, cette influence est due essentiellement à l'effet des dimensions de la source sur l'angle solide sous tendu par le détecteur (figure III.4).

Dans ce genre de problème, il est très difficile d'établir une formule analytique de l'efficacité de détection, pour cela, on se limite dans notre approche à la méthode probabiliste de Monte-Carlo.

La méthode développée par Yalcin et al.[11] consiste à générer des trajectoires dont le point de départ et la direction sont choisis de manière aléatoire dans l'espace de la source, puis on évalue le parcours du photon dans le détecteur et sa probabilité d'interaction avec les électrons du matériau constituant le détecteur.

Nous considérons la configuration géométrique de la figure (III.4) représentant une source disque de rayon R_s supposée de symétrie radiale, placée sur l'axe d'un détecteur cylindrique et à une distance « d » de celui-ci. Le détecteur est de rayon R_d et de longueur H_d .

Les points d'émission des photons, sont supposés uniformément distribués sur la surface de la source disque. Un point d'émission A (figure(III.4)), est repéré par la distance r_a qui le sépare du centre de la source. La distance r_a peut être exprimée en fonction du rayon de la source R_s comme :

$$r_a = R_s \sqrt{q} \quad (\text{III-8})$$

Où q est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. En sélectionnant q , par des procédures aléatoires, on sélectionnera le point d'émission.

En supposant $R_s \leq R_d$, la direction du photon émis au point A est déterminée par l'angle polaire θ et l'angle azimutal φ (figure III.4). L'angle θ varie entre 0 et $\pi/2$, l'angle φ varie entre 0 et 2π et peut être exprimé en fonction du nombre aléatoire q sous la forme :

$$\varphi = 2\pi q$$

La deuxième étape de la simulation consiste à déterminer si le photon émis du point A pénètre dans le détecteur ou ne pénètre pas ; si on considère le triangle droit AA'D, l'angle α_2 s'écrit :

$$\alpha_2 = \arctg\left(\frac{a'}{d}\right)$$

Avec

$$a' = A'D = A'C' = A''D' \quad (\text{III-9})$$

et

$$R_d^2 = r_a^2 + a'^2 - 2 r_a a' \cos \varphi \quad (\text{III-10})$$

La résolution de cette équation donne :

$$a' = r_a \cos \varphi + \sqrt{r_a^2 \cos^2 \varphi - (r_a^2 - R_d^2)} \quad (\text{III-11})$$

Si $\cos \theta \geq \cos \alpha_2$, le rayonnement γ ne pénètre pas dans le détecteur. Son parcours dans le détecteur est nul.

Pour $\cos \theta \leq \cos \alpha_2$, le photon pénètre dans le scintillateur et son parcours à l'intérieur du détecteur est calculé. Toutefois, il existe deux possibilités pour le point d'exit du photon du détecteur :

- le photon peut sortir de la surface latérale du détecteur (photon 1 de la figure(III.4))
- le photon peut sortir par la base inférieure du cylindre (photon 2 de la figure(III.4))

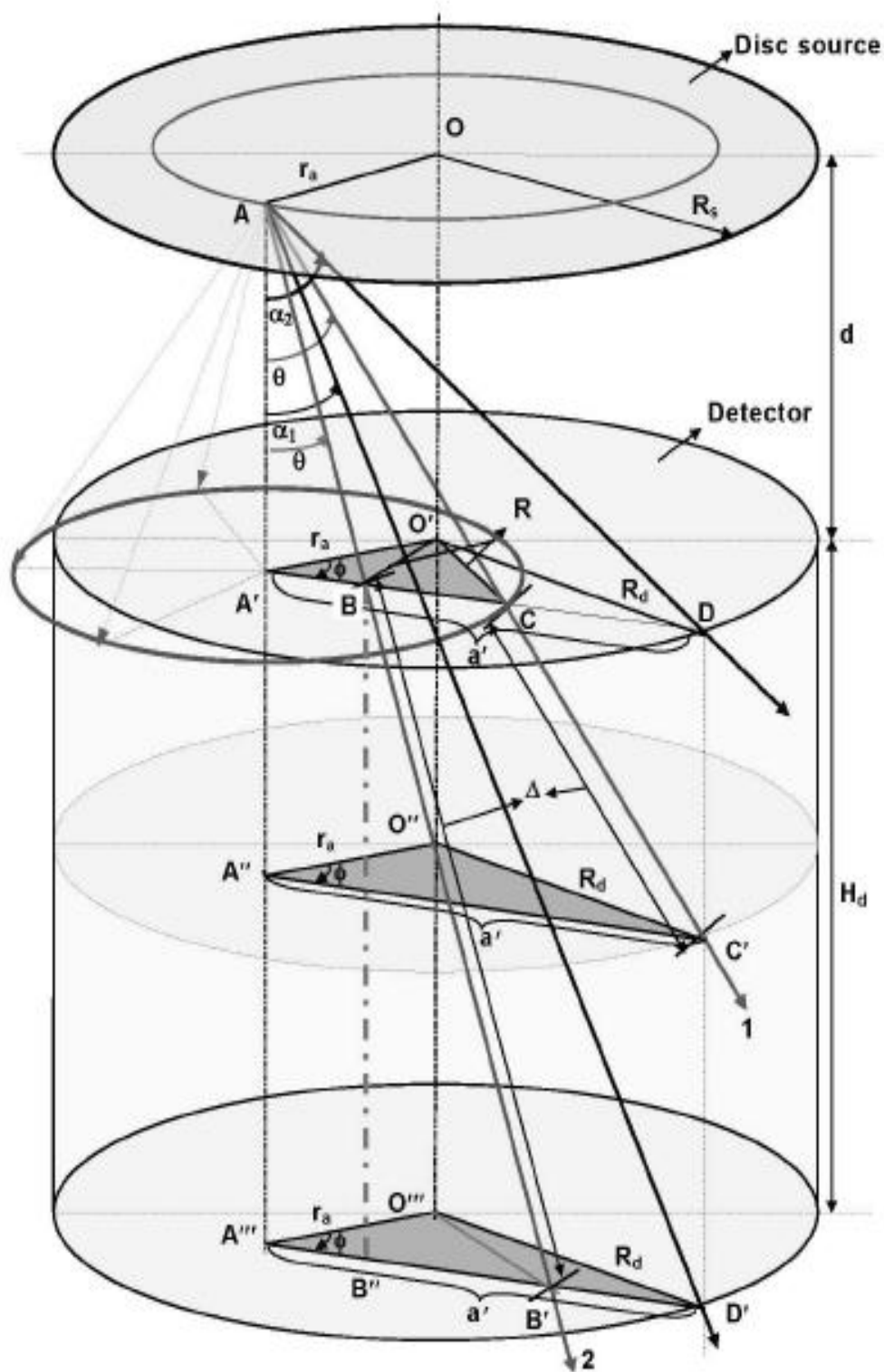
Le parcours Δl du photon à l'intérieur du scintillateur sera :

$$\Delta l = \frac{H_d}{\cos \theta} \quad \text{pour } \theta \leq \alpha_1 \quad (\text{photon sortant par la base})$$

$$\Delta l = \frac{a'}{\sin \theta} - \frac{d}{\cos \theta} \quad \text{pour } \alpha_1 < \theta < \alpha_2 \quad (\text{photon sortant par la surface latérale})$$

Ou

$$\Delta l = 0$$



Source disque

Figure III.4 : configuration géométrique d'une source disque placée sur l'axe d'un détecteur cylindrique[11].

Pour un rayonnement gamma, d'énergie E_γ et de parcours Δl à l'intérieur du détecteur, le taux d'absorption $S(E_\gamma)$ est donné, comme dans le cas de la source ponctuelle (voir III.3.2.1.1), par :

$$S(E_\gamma) = 1 - e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l} \quad (\text{III-12})$$

Et l'efficacité totale par :

$$\mathcal{E}_{\text{absolue-totale}} = \frac{\sum S(E_\gamma)}{2N} \quad (\text{III-13})$$

Où $2N$ est le nombre de photons émis par la source qui représente aussi le nombre de simulations ou le nombre d'itérations réalisées.

En annexe2, nous donnons le programme écrit en Fortran que nous avons mis au point pour réaliser ce calcul. Nous avons généré par simulation 10^6 photons dont le point d'émission est sélectionné aléatoirement. L'erreur statistique sur le calcul de l'efficacité est inférieure à 1%. Ce programme nous a permis de retrouver exactement les résultats de Yalcin.

Par ailleurs, nous avons mis au point un autre programme Fortran pour le calcul de l'efficacité intrinsèque totale d'une source disque et pour la même configuration géométrique de la figure(III.4). La valeur de l'efficacité intrinsèque est calculée par l'expression :

$$\mathcal{E}_{\text{intrinsèque-totale}} = \frac{\sum S(E_\gamma)}{N'} \quad (\text{III-14})$$

Où N' est le nombre de photons dont la direction d'émission initiale est dans l'angle solide sous tendu par le détecteur.

Les résultats du calcul de l'efficacité intrinsèque du détecteur NaI(Tl) par la méthode Monte Carlo de Yalcin et al. [11] pour une source disque, de rayon $R_s=3.81$ cm, sont comparés en figure (III.5)aux résultats de calculs pour une source ponctuelle située à une distance source-détecteur de 10cm

Nous constatons que l'efficacité de détection d'un cristal NaI(Tl) pour une source disque est légèrement inférieure à son efficacité de détection pour une source ponctuelle. Etant calculé dans les mêmes conditions, cet écart est dû probablement à l'influence de l'angle solide.

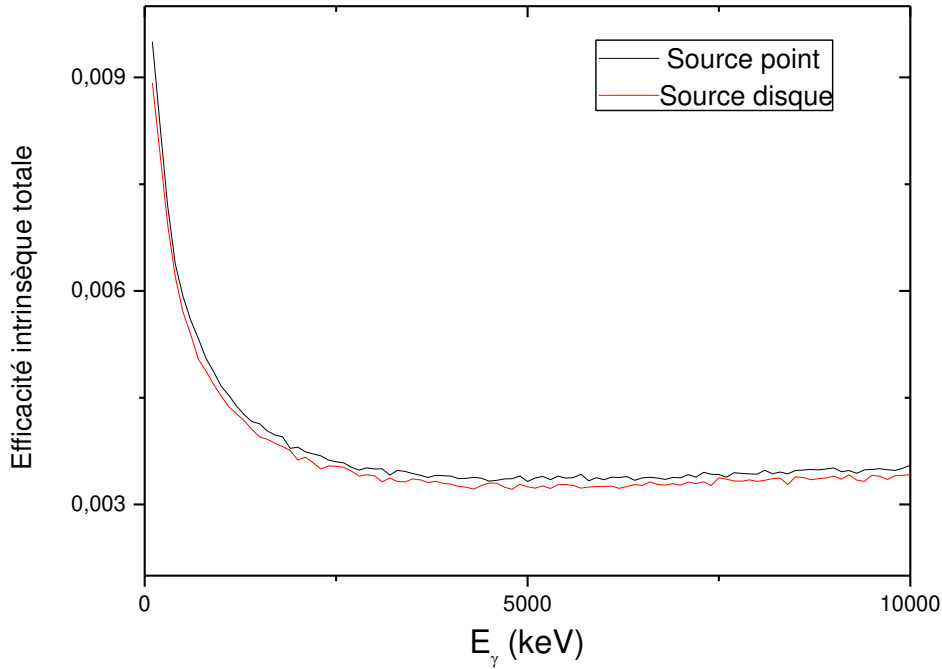


Figure III.5 : L'efficacité intrinsèque totale d'un cristal NaI(Tl), pour une source ponctuelle et une source disque de rayon $R_s = 3.81\text{cm}$, calculée par la méthode de Yalcin [11]. La distance source détecteur est de 10cm.

III.3.2.2 Calcul de l'efficacité absolue totale d'un scintillateur NaI(Tl) à l'aide du code MCNP5

Le code MCNP [12] est un outil très performant pour ce type de calcul [10, 12] ; il permet d'introduire l'environnement expérimental, la géométrie de la source, la nature des particules émises et leur distribution énergétique, la géométrie du détecteur et la fraction des matériaux qui le composent.

Le nombre (/unité de temps) de toutes les réactions qui se produisent dans un volume dV du cristal NaI(Tl), pour des photons d'énergie E s'écrit :

$$da(E) = n \sigma_{tot}(E) \phi(\vec{r}, E) dV \quad (\text{III-15})$$

N étant la densité atomique du cristal, $\phi(\vec{r}, E)$ le flux de photons d'énergie E en un point \vec{r} du cristal. σ_{tot} est la section efficace totale d'interaction des photons d'énergie E dans le cristal.

Le taux de réaction total, de tous les photons d'énergie E, est obtenu en intégrant sur tout le volume du cristal :

$$a(E) = n \sigma_{tot}(E) \int_V \phi(\vec{r}, E) dV \quad (III-16)$$

$$a(E) = n \sigma_{tot}(E) \bar{\phi}_V(E) V \quad (III-17)$$

Où $\bar{\phi}_V(E)$ est le flux de photons, d'énergie E, moyenné sur tout le volume du détecteur.

Le taux de réaction total, correspondant aux photons d'énergie E comprise entre E_i et E_{i+1} est donné par :

$$a_{E_i, E_{i+1}} = n \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_{tot}(E) \bar{\phi}_V(E) dE \dots [réactions/s cm^3] \quad (III-18)$$

$\bar{\phi}_V(E) dE$ étant le flux de neutrons dont l'énergie est comprise entre E et E+dE.

Le calcul de $a_{E_i, E_{i+1}}$ avec le code Monte Carlo N-particule, est effectué avec :

- La Tally « f4 » qui détermine le flux de particules moyenné sur une cellule (dans notre cas la cellule sera le volume du détecteur).
- la Tally « fm4 » qui multiplie ce flux par la section efficace de la réaction considérée (dans notre cas ce sera multiplié par la section efficace totale de la réaction).
- la Tally e4 qui décompose une intégrale en sommations :

$$\int_{E_i}^{E_n} f(x) dx \rightarrow \sum_{i=1}^{n-1} \int_{E_i}^{E_{i+1}} f(x) dx \quad (III-19)$$

Le graphe de la figure III.6 donne la distribution énergétique du taux de réactions total induit dans un scintillateur NaI (TI) de dimensions 3'' x 3'', par un rayonnement γ de 1 MeV.

Nous observons un taux de réaction important au voisinage de l'énergie des gammas incidents (1 MeV) qui représente le taux des réactions primaires. Les réactions observées aux énergies comprises entre 0.22 MeV et en dessous de 1 MeV sont dues à des photons générés dans le cristal par des diffusions Compton.

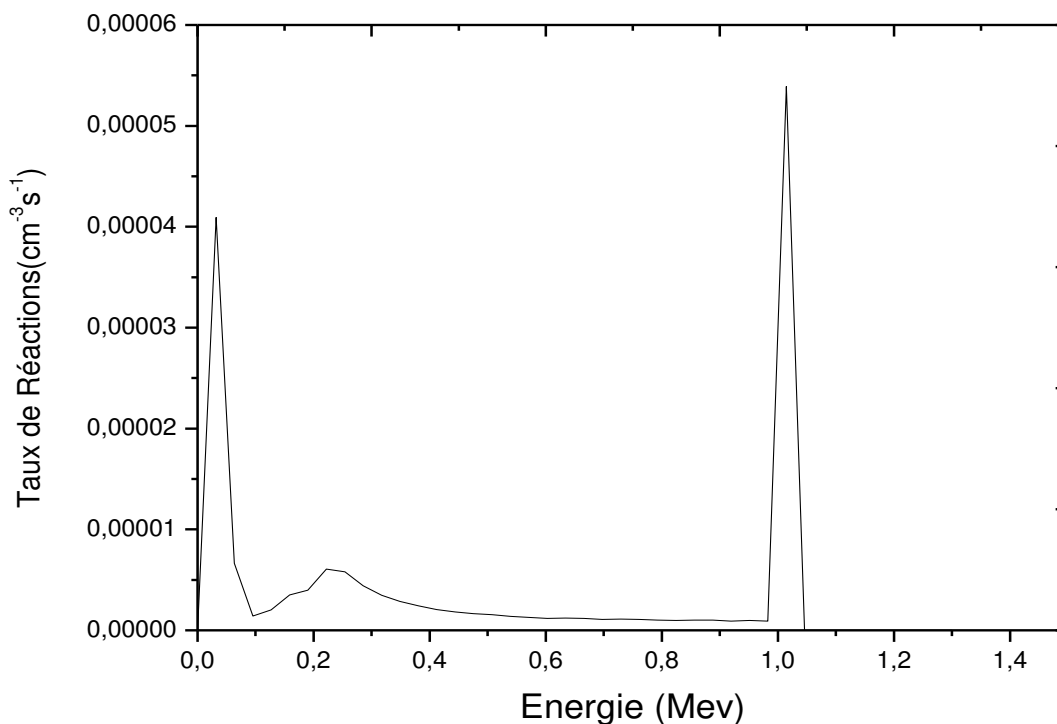


Figure III.6: Distribution énergétique du taux de réactions calculé avec le code MCNP5.

Les réactions dont l'énergie du photon est comprise entre 34 KeV et 0.22 MeV sont dues aux photons résultant de diffusions multiples. Les réactions dont l'énergie est au voisinage de 33 KeV sont dues aux photons des rayons X induits dans le scintillateur essentiellement par les transitions de l'indium (la raie K_{α} à 33 KeV).

L'efficacité absolue totale du scintillateur NaI(Tl) à l'énergie du rayonnement incident E , $\varepsilon_{\text{absolue-totale}}(E)$, sera donné par le taux des réactions primaires a_E à l'énergie E :

$$\varepsilon_{\text{absolue-totale}}(E) = a_E V / \text{nombre de particules émises par seconde}$$

La figure(III.7) montre la variation de l'efficacité absolue totale en fonction de l'énergie du photon pour une source ponctuelle, placée 10cm de la face d'entrée du détecteur et sur son axe de symétrie. Nous reportons sur la même figure les résultats obtenus par la méthode analytique et la méthode Monte Carlo de Yalcin pour la même configuration géométrique source détecteur. Nous notons un bon accord entre ces différents résultats.

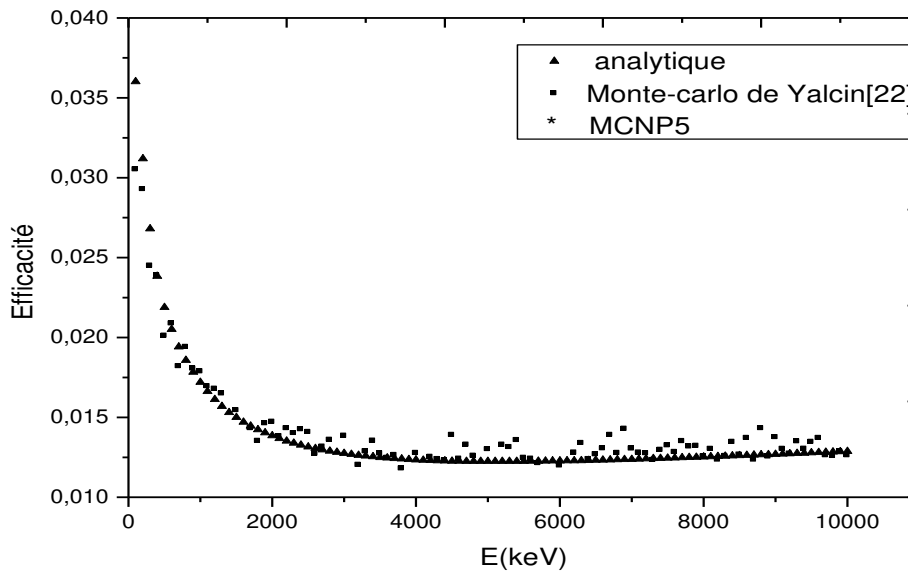


Figure III.7: courbe de efficacité absolue totale obtenue par trois méthodes de calcul (analytique de Jehouani, Monte Carlo de Yalcin et MCNP5), pour une source ponctuelle placée sur l'axe du détecteur et à 10cm de sa fenêtre d'entrée.

Energie (KeV)	jehouani	Yalcine	MCNP
1000	0,01787	0,0172	0,01851
1500	0,01543	0,015	0,01597
3000	0,01383	0,01275	0,01342
4000	0,01275	0,01234	0,01302
5000	0,01299	0,01225	0,01292
6000	0,01197	0,01228	0,01298
7000	0,01303	0,01238	0,013
8000	0,01254	0,01252	0,01315
9000	0,01375	0,01269	0,01332
10000	0,0126	0,01287	0,01355

Table III-1 : Efficacité absolue totale obtenue par trois méthodes de calcul (analytique de Jehouani, Monte Carlo de Yalcin et MCNP5)

Nous remarquons que l'efficacité absolue totale par trois méthodes de calcul (analytique de Jehouani, Monte Carlo de Yalcin et MCNP5), pour les énergies de 1000 à 10000 Kev sont presque les mêmes valeurs avec des petits écarts.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons calculé l'efficacité totale absolue et intrinsèque de détecteur de type scintillateur (3x3 insh) par trois différentes méthodes, à savoir ; la méthode analytique en utilisant les intégrales proposées par Jehouani [8], méthode de type Monte Carlo proposé par Yalcin [11], et la méthode de simulation par code MNCP5 (Monte Carlo N-particules). Le calcul a été validé par une source standard de calibration ponctuelle et une source desk.

La courbe de l'efficacité intrinsèque relative au pic photo-électrique d'un détecteur NaI(Tl) a été générée en utilisant le langage de programmation fortran pour le calcul par la méthode Monte Carlo, tandis que le résultat de cette courbe d'efficacité calculé par la méthode analytique a été obtenu en utilisant le langage Mathematica. Les résultats obtenus par chacune de ces méthodes de calcul conduisent aux mêmes valeurs dans la limite des erreurs de calcul.

Et pour la méthode la plus simple et mieux que les autres c'est la méthode de simulation par code MCNP (Monte-Carlo-N particule), car les plusieurs géométries. Nous comprenons que le champ d'application de ce programme est très vaste et qu'il s'applique à d'innombrables problèmes de transport tridimensionnel neutronique et photonique basé sur la méthode probabiliste Monte Carlo.

Annexes

Programme écrit par MCNP5 pour le calcul de l'efficacité absolue totale d'un scintillateur NaI(TL).

```
c      Created on: Monday, September 14, 2020 at 13:30
1      1      -3.66 -1 2 -3
      2      0      -4 #1
      3      0      4

      1      cz 3.75
      2      pz 10
      3      pz 17.5
      4      so 30

mode  p
m1    11000.04p      0.5 $
      53000.04p      0.5
imp:p      1 1r      0 $ 1, 3
sdef erg=d1
si1 L 0 .662
sp1 0 1
f4:p 1
fm4 -1 1 -5
e4 0 100i 0.663
```

Programme écrit en langage mathématica pour le calcul de l'efficacité total d'un scintillateur NaI (TI) par méthode proposée par Jehouni.

d=10

R=7.5/2

(* d distance source détecteur, R rayon de détecteur*)

$$\theta_0 = \text{ArcTan}\left[\frac{R}{d}\right]$$

$$\theta_1 = \text{ArcTan}\left[\frac{R}{2R + d}\right]$$

(*importe les données des sections efficaces totales à partir de fichier texte avec extension .dat ou .txt *)

st:= Import["st.dat", "Table"]

(*la fonction ef [K] calcule l'efficacité pour n'importe valeur k*)

$$ef[k_]:= \frac{1}{1 - \text{Cos}[\theta_0]} \left(\text{NIntegrate}[(1 - e^{-k2R/C [\theta]}) \text{Sin}[\theta], \{\theta, 0, \theta_1\}] + \text{NIntegrate}[(1 - e^{-k(R/S [\theta] - d/C [\theta])}) \text{Sin}[\theta], \{\theta, \theta_1, \theta_0\}] \right)$$

(*on définit un tableau ef_tab de deux colonnes le premier représente les énergies γ et le deuxième représente l'efficacité calculer par la fonction ef_(k) ou K prendre la valeur de la section efficace macroscopique de l'énergie de la même ligne de cet tableau *)

```
ef_tab = Table[{st[[i, 1]], ef[st[[i, 2]]]}, {i, Length[st]}
```

Annexes

déterminations de la courbe de l'efficacité total d'un détecteur scintillateur NaI(Tl) pour une source point.

```
USE DFLIB
real e,m,rd,hd,d,ts,s,delta,thital,thita2
real pi,cost,q,q1,phi
integer n,i
open(1,file="d1.dat")
open(2,file="rs1.dat")
read(1,*)Rd,Hd,d,Rs,n
pi=3.141
g :do k=1,120
    read(1,*)e,m
    m=m*3.667
    g1 :do i=1,n
        call RANDOM(q)
        Ra=Rs*sqrt(q)
        call RANDOM(q1)
phi=2*Pi*q1
        a1=Ra*cos(phi)+sqrt((Ra*cos(phi))**2-(Ra**2-Rd**2))
alpha2=atan(a1/d)
        call RANDOM(cost)
        t2=cos(alpha2)
        if(cost>t2)then
alpha1=atan(a1/(d+Hd))
t1=cos(alpha1)
        c1 :if(cost>=t1)then
delta=Hd/cost
        else
delta=a1/sqrt(1-cost**2)-d/cost
        endif c1
        s=1-exp(-m*delta)
ts=ts+s
    endif
enddo g1

effc=ts/(2*n)
write(2,*) e,effc
ts=0
enddo g

end
```

Annexes

C déterminations de la courbe de l'efficacité total d'un
C scintillateur NaI(Tl) pour une source disc

```
USE DFLIB
real e,m,rd,hd,d,ts,s,dlta,thital,thita2
integer n,i

open(1,file="d1.dat")
open(2,file="r.dat")

read(1,*)Rd,Hd,d,n
write(*,*)Rd,Hd,d,n

do k=1,120

read(1,*) e, m
m=m*3.667
write(*,*) m
thital=aTan(rd/(d+hd))
thita2=atan(rd/d)
t1=cos(thital)
t2=cos(thita2)

do i=1,n
call RANDOM(cost)

if(cost>t2)then
    if(cost<=t1)then
        sin=sqrt((1-cost**2))
dlta=Rd/sin-d/cost
    else
        if(cost>t1)then

dlta=hd/cost

        endif
    endif

    s=1-exp(-m*dlta)
ts=ts+s
endif

enddo

effc=ts/(2*n)
write(2,*) e,effc
ts=0

enddo

end
```


Bibliographie

- [1] M. Mohammed, « Mesures expérimentales et simulation Mont Carlo de la fonction de réponse d'un détecteur Si (Li) : application à l'analyse quantitative multi-élémentaire par XRF et PIXE », thèse, UNIVERSITE DE STRASBOURG, 2009.
- [2] D. Mouhssine, « Etude d'une nouvelle génération de dosimètre basée sur les détecteurs photo stimulables type BaFBr (Eu) : caractérisation et application à la dosimétrie environnementale et personnelle », thèse, UNIVERSITE LOUIS ASTEUR-STRASBOURG I, 2004.
- [3] P. Luvine, « Scintillateurs denses et rapides pour la détection de rayonnement gamma monocristaux à base de silicates de lutécium dopés Ce³⁺ », thèse, UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE-PARIS VI, 2004.
- [4] P. Chevallier, « détection et mesure des rayonnements nucléaires », ouvrage, technique de l'ingénieur, traité analyse et caractérisation, UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE, 2005.
- [5] J M Boone, A E Chavez, « XMUDAT : photon attenuation data on PC », Med Phy 23(1996) (Programme XMuDat), thechnic and physic, UNIVERSITE WIEN, AKH-4L, 1998.
- [6] S. Dziri, « étude expérimental et simulation Mont Carlo en spectrométrie γ correction des effets de cascade et de matrice pour des mesures environnementales », thèse, UNIVERSITE DE STRASBOURG, 2013.
- [7] MCNP USER MAN VOL III
- [8] A. Jehouani, R. Ichaoui, M.Boukheir, « Study of the NaI (TL) efficiency by Monte Carlo methode », Applied radiration and isotopes, UNIVERSITY CADI AYYAD, MAROCCO, 2000.
- [9] A.A. Mowlav, R Izadi Najafabadi, R Koochi faygh, « International Journal of Pure and Applied physic », ISSN 0973-1776. Vol. 1 , No-2, 2005.
- [10] Zhenzhou lui, Jinxiang chen, Peizhu, yongmingli, guohui zhang, « the 4.438 MeV gamma to neutron ration for the Am-Be neutron source », Applied Radiation and isotopes, 2007.
- [11] S. Yalcin, O Gurler, G. Kaynak, O. Gundogdu, « Epistemic modals », Applied Radiation and Isotopes, 2007.
- [12] MCNP5, « A General Monte Carlo N- particle Transport Code », version 5, Los Alamos Nationale Laboratory, 2005.